

Hochempfindliche mikromechanische magnetoelektrische Magnetfeldsensoren

Fraunhofer-Institut für
Siliziumtechnologie Itzehoe

Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
der Technischen Fakultät der
Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

eingereicht von
Stephan Marauska
Reutlingen 2013

Tag der mündlichen Prüfung: 05.07.2013

Referent: Prof. Dr. B. Wagner

Koreferent: Prof. Dr.-Ing. E. Quandt

Kurzfassung

Die Messung biomagnetischer Signale, vor allem Hirn- und Herzströme, hat sich im therapeutischen Bereich der Medizin als ein nützliches Hilfsmittel erwiesen. Darüber hinaus ermöglicht die Detektion von biomagnetischen Signalen visionäre Anwendungen, wie die Gedankensteuerung von Computern, welche von großem Interesse für die Forschung sind. Für die Messung solcher Signale sind Magnetfeldsensoren notwendig, die sub-Picotesla-Empfindlichkeiten im Frequenzbereich von circa 0,1 Hz bis 1000 Hz aufweisen. Von den gebräuchlichen Sensoren, wie den Hall-Effekt Sensoren, den magnetoresitiven Sensoren, den magnetoptischen Sensoren, den Fluxgates, den induktiven Sensoren und den supraleitenden Quanteninterferenzeinheiten besaßen lange Zeit lediglich Systeme auf Basis von Quanteninterferenzeinheiten die nötigen Empfindlichkeiten. Jedoch schränkt der große technische, als auch finanzielle Aufwand den großflächigen Einsatz dieser Systeme ein. Die seit Anfang 2000 erneut aufkommenden magnetoelektrischen (ME) Komposite haben in den letzten Jahren herausragende Eigenschaften in der Verwendung als Magnetfeldsensoren aufgezeigt und Auflösungen von bis zu 1,2 pT sowie Rauschgrenzen von $2 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ in Resonanz bei Anregungsfrequenzen von einigen 10 kHz erreicht.

Das Grundprinzip der ME-Komposite beruht auf der Dehnungskopplung zwischen magnetostriktiver und piezoelektrischer Schicht, induziert durch ein äußeres magnetisches Feld. In ME-Sensoren sind Multilagen von magnetostriktiven und piezoelektrischen Schichten aufeinander aufgebracht und über die Grenzflächen mechanisch miteinander gekoppelt. Beim Anlegen eines externen magnetischen Feldes ändern die magnetostriktiven Schichten ihre Länge und übertragen einen Teil der Dehnung auf die piezoelektrischen Schichten. Die dadurch erzeugte mechanische Spannung im piezoelektrischen Material führt zu dessen elektrischer Polarisierung, welche ein elektrisches Feld beziehungsweise eine elektrische Spannung verursacht. Die magnetische Feldgröße wird somit in eine elektrische Messgröße umgewandelt. Diese passiven und bei Raumtemperatur arbeitenden Sensoren stellen exzellente Kandidaten dar, um supraleitende Quanteninterferenzeinheiten im Bereich der medizinischen Anwendung zu ersetzen. Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Entwicklung von hochempfindlichen, resonanten mikromechanischen Magnetfeldsensoren, basierend auf dem ME-Komposit Aluminiumnitrid/ $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$.

Aufgrund der hier erstmalig gezeigten Realisierung eines mikromechanischen, auf Waferebene vakuumverkapselten ME-Magnetfeldsensors, war die Integration des ME-Komposits in einen entsprechenden Mikrofabrikations-Fertigungsablauf erforderlich. Hierfür wurde die Kompatibilität der ME-Komponenten zu gängigen Chemikalien und Materialien untersucht und die Schichteigenspannungen der Filme aufeinander abgestimmt, so dass die Verbiegung von freitragenden Strukturen minimiert wurde. Der sich daraus ergebende Schichtaufbau zur Fertigung einseitig eingespannter, rechteckiger Biegebalken bestand aus $\text{SiO}_2/\text{Pt}/\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$. Für die Freistellung der Biegebalken wurden XeF_2 -Gas oder silizium-dotiertes Tetramethylammoniumhydroxid unter Verwendung von Silizium als Opferschicht eingesetzt. Zur Verringerung der Luftdämpfung und zum Schutz gegen Umwelteinflüsse erfolgte eine Vakuumverkapselung auf Waferebene. Das dafür entwickelte Niedertemperatur-Waferbondverfahren basierte auf einem transienten Flüssigphasenprozess unter Verwendung eines Gold/Zinn-Materialsystems. Die niedrige Bondtemperatur von 260°C verhinderte dabei eine Degradation der temperaturempfindlichen amorphen $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Legierung. Die vakuumverkapselten Sensoren mit Balkendimensionen von $200 \times 900 \times 7 \text{ }\mu\text{m}^3$ wiesen Riesen-ME-Koeffizienten von 2390 V/A in Resonanz auf. Für die Empfindlichkeit ergab sich ein Wert von 3800 V/T. Im resonanten Betrieb konnte eine Rauschdichte von $27 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ und eine Auflösung von 30 pT erreicht werden. Dies ist das bisher kleinste bekannteste zu detektierende Feld eines Mikro-Vektormagnetometers.

Abstract

The measurement of biomagnetic signals, especially brain and heart currents, has been proven to be a useful tool in the therapeutical area of medicine. Furthermore, the detection of biomagnetic signals gives rise to more visionary applications, like mind control of computers, which are of great research interest. For the measurement of such signals magnetic field sensors with pico-Tesla sensitivities in the frequency range from 0.1 Hz to 1000 Hz are required. There is a whole range of established sensors, like Hall effect sensors, magnetoresistive sensors, magneto-optical sensors, fluxgates, inductive sensors and superconducting quantum interference devices, but currently only systems based on quantum interference devices show the needed sensitivity. However, the large scale use of such systems is limited due to the great technical effort and high financial costs. Since their newly rise magnetoelectric (ME) composites have shown remarkable characteristics as magnetic field sensors in the past few years. ME-Sensors have reached resolutions of 1.2 pT as well as noise levels down to $2 \text{ fT/Hz}^{1/2}$ in high frequency resonance mode.

The basic principal of ME composites is based on the strain coupling between the magnetostrictive phase and the piezoelectric phase induced by an external magnetic field. ME sensors consist of magnetostrictive and piezoelectric multilayers, which are mechanically coupled at their interfaces. By applying an external magnetic field, the magnetostrictive layers change in length and transfer some of the strain to the piezoelectric layers. The generated stress in the piezoelectric layers results in an electrical polarisation and electrical voltage, respectively. The magnetic field is converted to an electrical measurand. These passive, at room temperature working sensors, could be excellent candidates as a replacement for superconducting quantum interference devices in terms of medical applications. The presented work focuses on the development of a highly sensitive, micromachined resonant magnetic field sensor based on a $\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ ME composite.

Due to the first time realization of a micromechanical wafer-level packaged ME magnetic field sensor, an integration of the ME composite into an appropriate microfabrication processes was necessary. Therefore, the compatibility of the ME components to commonly used chemicals and materials had to be investigated. Furthermore, the layer stresses had to be adjusted to minimise the bending of free movable structures. The resulting layer stack for the fabrication of single-side clamped, rectangular cantilever beams was $\text{SiO}_2/\text{Pt}/\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$. For the cantilever release XeF_2 gas or silicon-doped tetramethylammonium hydroxide with silicon as a sacrificial layer was used. To reduce the air damping and for the protection against environmental impacts, vacuum wafer-level packaging was performed. For this purpose a low-temperature wafer bonding method based on a transient-liquid phase process was developed. The used material system was based on gold/tin. The low bonding temperature of 260°C avoided the degradation of the temperature sensitive amorphous $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}$ layer. Vacuum encapsulated elements with cantilever width to length dimensions of $200 \times 900 \mu\text{m}^2$ and an overall thickness of $7 \mu\text{m}$ showed a giant ME coefficient of 2390 V/A in resonance with a corresponding sensitivity of 3800 V/T . In resonance operation a noise density of $27 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ and a resolution of 30 pT has been reached. This is the lowest known detectable field of a micro vector magnetometer so far.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	I
1. Einleitung	1
1.1. Motivation	1
1.2. Aufgabenstellung	4
2. Grundlagen und Stand der Technik	6
2.1. Magnetoelektrische Sensoren	6
2.1.1. Einleitung	6
2.1.2. Magnetoelektrischer Effekt in Kompositen	8
2.1.3. ME-Sensoren nach heutigem Stand der Technik	14
2.2. Piezoelektrizität und Aluminiumnitrid	16
2.2.1. Eigenschaften	16
2.2.2. Schichtherstellung	18
2.3. Magnetostriktion und metallische Gläser	23
2.3.1. Eigenschaften	23
2.3.2. Magnetismus	23
2.3.3. Schichtherstellung	29
2.4. Siliziumopferschichtätzen	31
2.4.1. Einleitung	31
2.4.2. Mono- und polykristallines Silizium	32
2.4.3. Isotropes Gasphasenätzen mit Xenondifluorid	33
2.4.4. Anisotropes Nassätzen mit Tetramethylammoniumhydroxid	35
2.5. Verkapselung auf Waferebene	38
2.5.1. Einleitung	38
2.5.2. Waferbonden mit Zwischenschichten	39
2.5.3. Transientes Flüssigphasen-Bonden	42
2.5.4. Berechnung der Schichtsysteme	44
3. Mathematische Modellierung von magnetoelektrischen Sensoren	46
3.1. Berechnung des ME-Spannungskoeffizienten	46
3.1.1. Modellbildung	46
3.1.2. Berechnungen und Diskussion	49
3.2. Rauschmodell	51
3.2.1. Modellbildung	52
3.2.2. Diskussion	53
3.3. Zusammenfassung	55
4. Aluminiumnitrid	56

4.1.	Schichtherstellung und Charakterisierung	56
4.2.	Experimentelle Ergebnisse	58
4.2.1.	Eigenschaften von AlN-Filmen	58
4.2.2.	Einfluss des Elektrodenaufbaus	61
4.2.3.	Einfluss der Abscheideparameter	61
4.2.4.	Nass- und trockenchemische Eigenschaften	65
4.2.5.	Biegebalken aus AlN	67
4.3.	Zusammenfassung	69
5.	Amorphes (Fe₉₀Co₁₀)₇₈Si₁₂B₁₀	71
5.1.	Schichtherstellung und Charakterisierung	71
5.2.	Experimentelle Ergebnisse	72
5.2.1.	Eigenschaften von (Fe ₉₀ Co ₁₀) ₇₈ Si ₁₂ B ₁₀ -Filmen	72
5.2.2.	Einfluss thermischer Behandlungen	75
5.3.	Zusammenfassung	77
6.	Transienter Flüssigphasen-Bondprozess	79
6.1.	Probenherstellung und Charakterisierung	79
6.1.1.	Bodenwaferprozessierung	79
6.1.2.	Kappenwaferprozessierung	80
6.1.3.	Bondprozess	81
6.2.	Bewertung der Bondqualität	82
6.3.	Bondversuche	84
6.4.	Experimentelle Ergebnisse	86
6.4.1.	Bondausbeute	86
6.4.2.	Metallographische Untersuchungen	86
6.4.3.	Bondfestigkeit	90
6.4.4.	Bruchanalyse	90
6.4.5.	Hermetizitätsuntersuchung	91
6.5.	Zusammenfassung	92
7.	Opferschichttechniken	94
7.1.	Entwicklung eines Aluminiumnitrid selektiven TMAH	95
7.1.1.	Probenherstellung und Charakterisierung	95
7.1.2.	Ergebnisse und Diskussion	95
7.2.	Ätzverhalten von XeF ₂ und Si-dotiertem TMAH	96
7.2.1.	Probenherstellung und Charakterisierung	96
7.2.2.	Ergebnisse und Diskussion: XeF ₂	97
7.2.3.	Ergebnisse und Diskussion: TMAH	99
7.3.	Ätzstopptechnologien	100
7.3.1.	Poly-SOI-Stoppschicht	102
7.3.2.	Trench-Ätzstopp	103
7.3.3.	Opferschichtgrube	105
7.4.	Zusammenfassung	107
8.	Sensorherstellung	108
8.1.	Sensoraufbau	108

8.2.	Gestaltungsregeln des Sensorwafers	108
8.3.	Sensorgeometrien	111
8.4.	Entwicklung eines Sensorwaferprozesses zur Herstellung von ME-Sensoren . .	111
8.4.1.	Einzelprozessentwicklung im Zuge der Prozessintegration	112
8.4.2.	Maskenlayout	115
8.4.3.	Sensorwaferprozessierung	116
8.5.	Zusammenfassung	120
9.	Sensorverkapselung	121
9.1.	Gestaltungsregeln des Kappenwafers	121
9.2.	Entwicklung eines Kappenwaferprozesses	122
9.2.1.	Einzelprozessentwicklung im Zuge der Prozessintegration	122
9.2.2.	Kappenwaferprozessierung	126
9.3.	Verkapselung auf Waferebene	128
9.4.	Zusammenfassung	129
10.	Sensorcharakterisierung	130
10.1.	Messaufbau	130
10.2.	Voruntersuchung Sensorgeometrien	132
10.3.	Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	133
10.3.1.	Unverkapseltes Sensorelement	133
10.3.2.	Verkapseltes Sensorelement	137
10.3.3.	Vakuummessungen	140
10.3.4.	Schichtdickenverhältnis	141
10.4.	Zusammenfassung	141
11.	Zusammenfassung und Ausblick	143
11.1.	Zusammenfassung	143
11.2.	Ausblick	145
A.	Anhang	147
A.1.	ME-Simulationen	147
A.2.	ME-Spannungskoeffizient	150
A.3.	Aluminiumnitrid	151
A.4.	Transienter Flüssigphasen-Bondprozesses	153
A.5.	Opferschichttechnologie	156
A.6.	Sensorherstellung	156
A.7.	Sensorverkapselung	158
A.8.	Sensorcharakterisierung	160
	Publikationen	164
	Literaturverzeichnis	167
	Danksagung	191
	Versicherung	193

Abkürzungsverzeichnis

Abkürzungen

BOE	engl. buffered oxide etch, Gepufferte Flusssäure
CAN	Ammoniumcarnitrat
CAU	Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
CC	engl. clamped-clamped, Fest-Fest
CMOS	engl. complementary metal oxide semiconductor, komplementärer Metall-Oxid-Halbleiter
CMP	engl. chemical-mechanical polishing, Chemisch-mechanisches Polieren
CVD	engl. chemical vapour deposition, Chemische Gasphasenabscheidung
EDX	engl. energy dispersive X-ray spectroscopy, Energiedispersive Röntgenspektroskopie
EEG	Elektroenzephalographie
EKG	Elektrokardiographie
EPS	engl. edge protection system, Randschutzsystem
Epi-Poly	Epitaktisches Polysilizium
FC	engl. free-clamped, Frei-Fest
FF	engl. free-free, Frei-Frei
FHWM	engl. full width at half maximum, Halbwertsbreite
FIB	engl. focused ion beam, Fokussierter Ionenstrahl
Galfenol	FeGa-Legierung
HTO	engl. high temperature oxide, Hochtemperaturoxid
HRTEM	engl. high resolution transmission electron microscope, Hochauflösendes Transmissions-Elektronen-Mikroskop
IMC	engl. intermetallic compound, Intermetallische Phase
L-L	Longitudinal-Longitudinal
L-T	Longitudinal-Transversal
MBE	engl. molecular beam epitaxy, Molekularstrahlepitaxie
ME	Magnetoelektrisch
MEMS	engl. micro-electro-mechanical-system, Mikrosystem
MEG	Magnetoenzephalographie
MKG	Magnetokardiographie
MES	engl. manufacturing execution system, Fertigungsmanagementsystem
Metglas	Handelsname für kommerzielle metallische Gläser, hier auch Sammelbegriff für amorphe Metalllegierungen
PB	engl. plating base, Galvanische Startschicht
PCT	engl. pressure cooker tester, Autoklav
PECVD	Plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung

Abkürzungen

PFM	engl. piezoresponse force microscope, Piezo-Kraft-Mikroskop
PMN-PT	Bleimagnesiumniobat-Bleititanat
poly	Polykristallin
Poly-Si	Polykristalline Siliziumschichten
Poly-SOI	engl. polysilicon on insulator, Poly-Silizium beschichtete oxidierte Siliziumwafern
PVDF	Polyvinylidenfluorid
PWS	Phosphorsäure-Ätzmischung (80 Vol.-% H_3PO_4 , 16 Vol.-% H_2O und 4 Vol.-% HNO_3)
PZT	Bleizirkonat-Titanat
REM	Raster-Elektron-Mikroskop
RCA	engl. radio corporation of america, Von der Radio Corporation of America entwickelte nasschemische Reinigungsprozedur
RT	Raumtemperatur
SC1	engl. standard clean 1, Reinigungslösung auf Basis von Ammoniumhydroxid
SFB855	Sonderforschungsbereich 855 Magnetoelektrische Verbundwerkstoffe
SNR	engl. signal-to-noise, Signal-Rausch-Verhältnis
SQUID	engl. superconducting quantum interference device, Quanteninterferenzeinheit
SZM	Strukturzonenmodell
TEM	engl. transmission electron microscope, Transmissions-Elektronen-Mikroskop
TEOS	Tetraethylorthosilicat
Terfenol-D	$\text{Tb}_x\text{Dy}_{1-x}\text{Fe}_2$ -Legierung
T-L	Transversal-Longitudinal
TLP	engl. transient-liquid-phase bonding, transientes Flüssigphasen-Bonden
TMAH	Tetramethylammoniumhydroxid
TOX	Thermisches Siliziumdioxid
T-T	Transversal-Transversal
VSM	engl. vibrating sample magnetometer, Vibrationsmagnetometer
WLP	engl. wafer-level packaging, Verkapselung auf Waferebene
XRD	engl. X-ray diffraction, Röntgenbeugung

Chemische Stoffe

Al	Aluminium
AlN	Aluminiumnitrid
Ar	Argon
Au	Gold
B	Bor
C	Kohlenstoff
CF_4	Tetrafluormethan
C_4F_8	Octafluorocyclobutan
CHF_3	Trifluormethan
$\text{CH}_4\text{N}_2\text{S}$	Thioharnstoff

Chemische Stoffe

Cl	Chlor
Co	Kobalt
Cr	Chrom
Cr ₂ O ₃	Chrom(III)-oxid
Cu	Kupfer
Dy	Dysprosium
F	Fluor
Fe	Eisen
Ga	Gallium
H	Wasserstoff
HCl	Salzsäure
HF	Fluorwasserstoff
HNO ₃	Salpetersäure
H ₂ O	Wasser
H ₂ O ₂	Wasserstoffperoxid
Ir	Iridium
K ₃ [Fe(CN) ₆]	Kaliumhexacyano(III)-Ferrat
KOH	Kaliumhydroxid
Mo	Molybdän
N	Stickstoff
Na ₂ S ₂ O ₃	Natriumthiosulfat
NH ₄ OH	Ammoniumhydroxid
NH ₄ F	Ammoniumfluorid
Ni	Nickel
O	Sauerstoff
H ₃ PO ₄	Phosphorsäure
Pt	Platin
Si	Silizium
SiHCl ₃	Trichlorsilan
Si ₃ N ₄	Siliziumnitrid
SiO ₂	Siliziumdioxid
SF ₆	Schwefelhexafluorid
Sn	Zinn
Ta	Tantal
Tb	Terbium
Ti	Titan
W	Wolfram
Xe	Xenon
XeF ₂	Xenondifluorid

1. Einleitung

1.1. Motivation

Die Messung von Biosignalen ist seit vielen Jahrzehnten Gegenstand von Wissenschaft und Forschung. Aber auch im therapeutischen Bereich ist die Analyse von Hirn- und Herzströmen hilfreicher Bestandteil der medizinischen Diagnose. Sei es zur Untersuchung der Herzfunktion, als vorbeugende Maßnahmen von Herzinfarkten [103], oder die Messung der Hirnaktivitäten zum Nachweis von Tumoren und Schlaganfällen [43, 98]. Im Bereich der Wissenschaft reicht der Einsatz von der Erforschung neurologischer Bewegungsstörung und der Parkinson'schen Krankheit [169] bis hin zu mehr visionären Anwendung des „Brain-Computer Interface“ zur Steuerung von Computern durch Gehirnströme [24]. Zur Lokalisierung der Hirn- und Herzaktivitäten sind die Elektroenzephalographie (EEG) und die Elektrokardiographie (EKG) weitverbreitete Methoden [205]. Im EEG und EKG werden Elektroden auf der Hautoberfläche platziert und elektrische Potentiale, hervorgerufen durch elektrische Ströme im Körperinneren, gemessen. Eine weitere, weniger verbreitete Methoden zum Messen von Biosignalen sind die Magnetoenzephalographie (MEG) [91] und die Magnetokardiographie (MKG) [125]. Hier erfolgt die Auswertung der von den Hirn- und Herzströmen erzeugten magnetischen Felder.

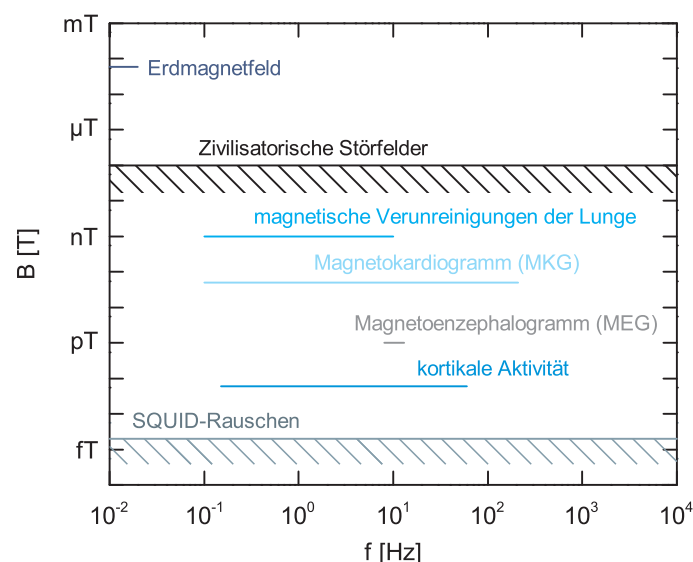


Abbildung 1.1.: Einordnung von verschiedenen biomagnetischen Feldern und magnetischen Störgrößen (nach [177])

Im Gegensatz zu EEG und EKG ist dadurch kein direkter Kontakt zur Hautoberfläche erforderlich und die Feldgröße wird absolut erfasst, ohne dass eine Referenzierung benötigt wird. Zudem werden magnetische Felder, im Gegensatz zu elektrischen Feldern, weniger

durch die Haut gestört [48]. Dies führt zu einer deutlich besseren örtlichen Auflösung. Probleme stellen hierbei die zu messenden sehr kleinen magnetischen Felder dar (Abb. 1.1). Derzeit sind nur supraleitende Quanteninterferenzeinheiten (engl. superconducting quantum interference device, SQUID) in der Lage die entsprechenden Empfindlichkeiten unterhalb von einem Picotesla (pT) bei einigen Hertz (Hz) zu erreichen. Jedoch ist die technische Umsetzung mit enormem Aufwand verbunden, weshalb weltweit nur an die 200 Geräte existieren [15]. Die Heliumkühlung der eingesetzten Systeme hat zur Folge, dass die Anschaffung und der Betrieb äußerst kostenintensiv sind [47, 286] und ein portabler Einsatz nicht möglich ist.

Die Forschung der letzten Jahren hat gezeigt, dass der Einsatz von SQUIDs zur Aufnahme von MEG und MKG in verschiedenen medizinischen Feldern zu deutlich besseren Resultaten führt als die Verwendung von EEG und EKG [80, 125, 207], weshalb eine breite Anwendung immer mehr an Bedeutung gewinnt. Insbesondere die räumliche Auflösung von Hirnaktivitäten ist dabei hervorzuheben [12, 30]. Um den flächendeckenden Einsatz von MEG und MKG zu ermöglichen, sind kleine, kostengünstige und portable Geräte mit hoher Empfindlichkeit (<1 pT bei 1 Hz) notwendig.

Die Übersicht in Abbildung 1.2 gibt Empfindlichkeiten für verschiedene Magnetfeldsensoren wieder. Neben den erwähnten SQUIDs besitzen auch magnetoelektrische (ME) Komposite die Fähigkeit Felder im sub-Picotesla-Bereich zu detektieren. Darüber hinaus sind ME-Komposite passiv, bedürfen keiner Kühlung und sind kostengünstig in der Herstellung [172]. Dies macht sie zu idealen Kandidaten um SQUIDs im Gebiet der biomagnetischen Messung zu ersetzen.

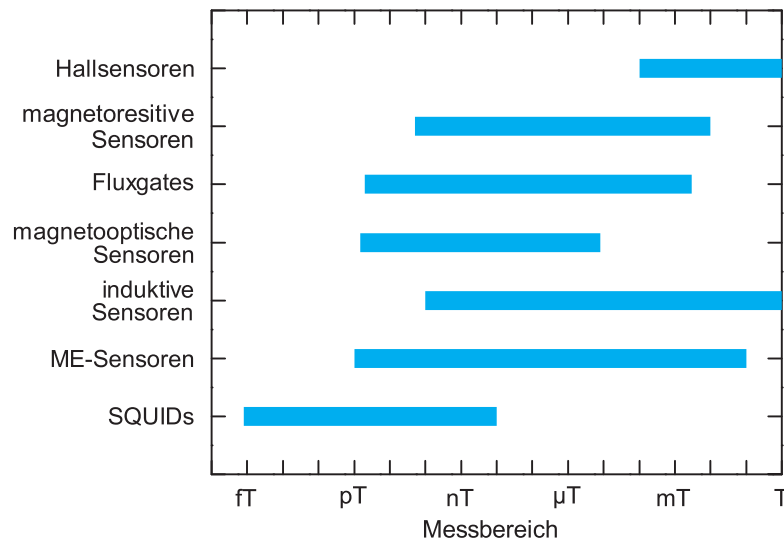


Abbildung 1.2.: Messbereiche von verschiedenen Magnetfeldsensoren [172, 178]

Das Grundprinzip der ME-Komposite beruht auf der Dehnungskopplung zwischen magnetostriktiver und piezoelektrischer Phase, induziert durch ein äußeres magnetisches Feld [28, 222]. In ME-Sensoren sind in der Regel Multilagen von magnetostriktiven und piezoelektrischen Schichten aufeinander aufgebracht und über die Grenzflächen mechanisch miteinander gekoppelt [55, 59, 86, 171, 198, 278]. Beim Anlegen eines externen magnetischen Feldes ändern die magnetostriktiven Schichten ihre Länge und übertragen einen Teil der

Dehnung auf die piezoelektrischen Schichten. Die dadurch erzeugte mechanische Spannung im piezoelektrischen Material führt zu dessen elektrischer Polarisierung, welche ein elektrisches Feld beziehungsweise eine elektrische Spannung verursacht. Die magnetische Feldgröße wird somit in eine elektrische Messgröße umgewandelt.

Die Integration von ME-Kompositen in mikro-elektro-mechanische Systeme (engl. micro-electro-mechanical systems, MEMS) [183] verspricht kostengünstige Sensoren in großer Stückzahl zu fertigen [140]. Zusätzlich zur Miniaturisierung und der kostengünstigen Massenfertigung ist durch Technologien der Mikrosystemtechnik häufig eine Leistungssteigerung der Systeme möglich. Neben erhöhten Fertigungstoleranzen ist besonders die Vakuumverkapselung von resonanten Systemen hervorzuheben. Die reduzierte Luftdämpfung ermöglicht große Schwingungsamplituden resonanter Strukturen und somit hohe Messsignale [134].

Ein schematischer Aufbau eines MEMS ME-Sensorelements ist in Abbildung 1.3 gezeigt. Über mikromechanische Fertigungsprozesse wird ein einseitig eingespannter Biegebalken basierend auf einem ME-Schichtsystem auf ein Siliziumsubstrat (Si-Substrat) aufgebaut. Über eine hermetisch dichte Lotverbindung werden die Sensorelemente auf Waferebene vakuumverkapselt und somit eine definierte und geschützte Arbeitsumgebung geschaffen. Metallische Leiterbahnen dienen zur Ankontaktierung des ME-Kondensators und ermöglichen den externen elektrischen Zugang zum System.

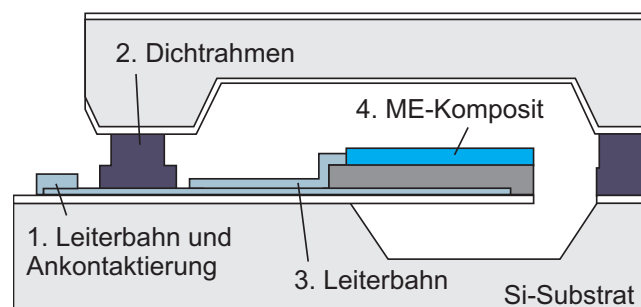


Abbildung 1.3.: Vereinfachter schematischer Querschnitt für einen verkapselten Sensoraufbau mit 1. externen Leiterbahnen und Ankontaktierung, 2. Dichtungsrahmen, 3. internen Leiterbahnen und 4. ME-Biegebalken aus einem piezoelektrischen Material zwischen einer Bodenelektrode und der magnetostriktiven Phase. Die Leiterbahnen unter 3. sind als in der Tiefe räumlich versetzt anzusehen.

Die Entwicklung hochempfindlicher MEMS Magnetfeldsensoren am Fraunhofer-Institut für Siliziumtechnologie ISIT findet in Kooperation mit der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel (CAU) im Rahmen des Sonderforschungsbereich (SFB) 855 „Magnetoelektrische Verbundwerkstoffe - biomagnetische Schnittstellen der Zukunft“ statt. Ziel des SFB 855 ist es, neuartige, ungekühlte Magnetfeldsensoren auf Grundlage von ME-Kompositen als biomagnetische Schnittstellen zu entwickeln [1]. Dadurch soll es ermöglicht werden, Gehirn- und Herzfunktionen über deren Magnetfelder aufzuzeichnen, um somit wichtige medizinische Fragestellungen zu beantworten. Hierbei ist die enge Zusammenarbeit mit den Arbeitsgruppen Anorganische Funktionsmaterialien (Prof. E. Quandt) und Hochfrequenztechnik (Prof. R. Knöchel) der technischen Fakultät hervorzuheben.

1.2. Aufgabenstellung

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist es, im Rahmen des SFB 855 einen hochempfindlichen MEMS-Magnetfeldsensor basierend auf ME-Kompositen zum Messen von biomagnetischen Signalen zu entwickeln. Die Entwicklung ist angelehnt an die Arbeitspakete des Sonderforschungsbereichs und umfasst folgende Aufgaben:

- Integration eines Dünnschicht $\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Komposits in einen MEMS-Fertigungsprozess

Als piezoelektrische Schicht soll Aluminiumnitrid (AlN) verwendet werden und für die magnetostriktive Komponente ist der Einsatz von amorphen $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ vorgesehen. Für die Kompatibilität der Materialien mit den MEMS-Prozessen liegen bisher keine Erfahrungswerte vor und muss daher untersucht werden. Vor allem ist eine Bestimmung und Optimierung der intrinsischen Schichtspannungen von AlN und $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ erforderlich, um ebene Biegebalken zu erhalten.

- Herstellung von freitragenden $\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Mikrobiegebalken ohne Substratklemmung

Zur Freistellung der Biegebalken ist die Entwicklung einer geeigneten Opferschichttechnologie notwendig. Die Ätzung der Opferschicht muss selektiv zum ME-Komposit erfolgen können und die Integration kompatibel mit den Prozessen der Kompositherstellung und den ME-Materialien sein.

- Entwicklung eines Vakuumverkapselungsverfahrens auf Waferebene

Zur Steigerung der Messsignale ist ein resonanter Betrieb der ME-Sensoren angedacht. Für die Reduzierung der Luftdämpfung ist die Erzeugung einer definierten Arbeitsumgebung in Form eines Vakuums erforderlich. Zudem ist ein Schutz der filigranen Strukturen gegen Umwelteinwirkung wichtig. Eine Verkapselung auf Waferebene ist dabei unerlässlich, um die Herstellungskosten der MEMS-Elemente gering zu halten und eine hohe Reproduzierbarkeit zu gewährleisten. Neben der Voraussetzung einer hermetisch dichten Verbindung darf der Verkapselungsprozess 350 °C nicht überschreiten. Dies könnte zur Kristallisation der amorphen FeCoBSi-Legierung und somit zur Zerstörung der magnetostriktiven Eigenschaften führen.

- Fertigung vakuumverkapselter MEMS ME-Sensoren mit einer Empfindlichkeit von kleiner 100 pT

Durch die Fertigung eines geeigneten Kappenwafers und die Integration des Verkapselungsprozesses in die Sensorwaferherstellung sollen hochempfindliche Magnetfeldsensoren gefertigt werden. Für das minimal zu detektierende Magnetfeld ist ein Wert von unter 100 pT gefordert, um Demonstratoren zur Messung von Hirn- und Herzschrittmachern zu fertigen. Für eine Beurteilung der Resonatoren sind Messungen von unverkapselten und vakuumgekapselten Elementen notwendig.

Die Arbeit gliedert sich dabei in die drei wesentlichen Teile Grundlagen und Stand der Technik, verwendete mathematische Modelle sowie experimentelle Ergebnisse.

In Kapitel 2 erfolgen ein Überblick über grundlegenden Materialeigenschaften des ME-Komposits und ME-Sensoren als auch eine kurze Zusammenfassung über wichtige Fertigungsprozesse. Dabei werden lediglich die Verfahren und die Eigenschaften in der Tiefe behandelt, wie es für das weitere Verständnis der mathematischen Modelle und der experimentellen Ergebnisse notwendig ist.

Die mathematischen Modelle zur Berechnung des ME-Koeffizienten und des Sensorrauschen sind Gegenstand von Kapitel 3. Hiermit können in Bezug auf die Materialparameter optimale Schichtaufbauten eines ME-Komposits bestimmt und das gemessene Rauschverhalten des Sensors beschrieben werden.

Die Kapitel 4 bis 10 befassen sich mit den experimentell gewonnen Ergebnissen. In Kapitel 4 und 5 erfolgen ausführliche Untersuchungen und Charakterisierungen zu den ME-Komponenten AlN und $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$, während die Kapitel 6 und 7 die Entwicklung eines geeigneten Verkapselungsprozesses und von Opferschichttechniken behandeln. Die Sensorherstellung auf Grundlage der Ergebnisse aus den Kapiteln 4 bis 7 ist in Kapitel 8 und 9 beschrieben. Das Kapitel 10 beschäftigt sich mit der Sensorcharakterisierung und der Diskussion der Ergebnisse.

Im letzten Kapitel 11 erfolgt eine Zusammenfassung der Arbeit und ein Ausblick ausstehender Aktivitäten.

2. Grundlagen und Stand der Technik

Das folgende Kapitel soll einen Einblick in die Grundlagen des ME-Effekts und dessen Umsetzung in ME-Sensorkonzepte geben. Neben dem grundlegenden Arbeitsprinzip von ME-Sensoren wird auf die verwendeten ME-Komponenten und deren Eigenschaften näher eingegangen. Darüber hinaus werden wichtige Einzelprozesse für die Sensorherstellung erläutert.

2.1. Magnetoelektrische Sensoren

2.1.1. Einleitung

ME-Materialien gehören zur Klasse der Multiferroika, welche sich durch die Existenz von mindestens zwei ferroischen Phänomenen auszeichnen [65, 71, 203]. Im Falle von ME-Werkstoffen handelt es sich dabei um die Anwesenheit von ferroelektrischen und ferromagnetischen Ordnungen hier in Form von Piezoelektrizität und Magnetostriktion (Abb. 2.1) [18, 19, 72, 202]. Der ME-Effekt beschreibt die Ausbildung einer elektrischen Polarisation P im äußeren magnetischen Feld H respektive das Auftreten einer Magnetisierung bei Anlegen eines elektrischen Feldes E . Man spricht vom direkten und indirekten ME-Effekt.

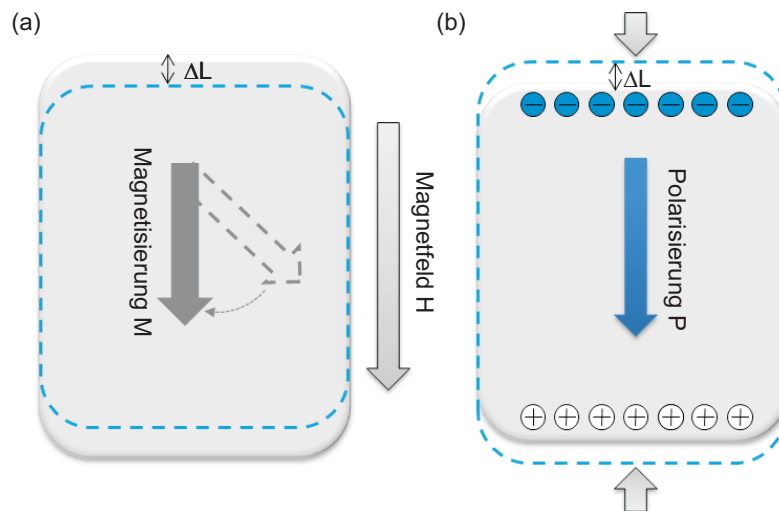


Abbildung 2.1.: Veranschaulichung des in dieser Arbeit genutzten magnetostriktiven Effekts der Gestaltungsvariation (a) und des direkten piezoelektrischen Effekts (b). (a) Das äußere Magnetfeld H bewirkt eine Ausrichtung der Magnetisierung M einer Probe in Richtung des äußeren Feldes H . Aufgrund der Magnetostriktion kommt es zur Längenänderung ΔL der Probe. (b) Eine durch eine externe Krafteinwirkung verursachte Längenänderung ΔL der Probe resultiert in eine elektrische Polarisation P .

Erstmalig wurde der ME-Effekt in einphasigen Systemen 1959 von Dzyaloshinskii theoretisch vorhergesagt [64] und 1960 von Astrov experimentell für antiferromagnetisches

Cr_2O_3 bestätigt [14]. Jedoch war der ME-Effekt in einphasigen Systemen zu schwach ausgeprägt für eine technische Nutzung. Erst durch die Umsetzung des von van Suchtelen vorgestellten Konzepts der Produkteigenschaften in zweiphasigen Kompositmaterialien (Abb. 2.2) durch eine Forschungsgruppe des Philips-Labors, gelang es einen beträchtlichen ME-Effekt zu erzeugen [222]. Zum endgültigen Durchbruch führten die Anfang 2000 aufkommenden ME-Komposite bestehend aus Terfenol-D, einer Seltene-Erden-Legierung aus Terbium-Dysprosium-Eisen ($\text{Tb}_x\text{Dy}_{1-x}\text{Fe}_2$) und überlegenen piezoelektrischen Keramiken, wie Bleizirkonat-Titanat (PZT) [55, 165, 173, 198, 199]. ME-Werkstoffe besitzen das Potential für unterschiedlichste Anwendungen, wie Magnetfeldsensoren, Speichermedien und Stromsensoren [65, 172].

Heute weitverbreitete magnetostriktive Materialien sind Terfenol-D, Galfenol (FeGa-Legierung) und amorphe metallische Gläser wie Legierungen aus Eisen-Kobalt-Bor-Silizium (FeCoBSi). Terfenol-D zeichnet sich besonders durch die größte bekannte Sättigungsmagnetostraktion λ_s aus (Tab. 2.1). Galfenol-Legierungen hingegen besitzen eine geringere Sättigungsmagnetostraktion als Terfenol-D, sind jedoch duktil und nicht spröde, im Unterschied zu Terfenol-D. Besonders vielversprechend ist die Gruppe der amorphen metallischen Gläser, wie die FeBSi-Legierung Metglas® 2605SA1. Trotz der deutlich geringeren Sättigungsmagnetostraktion als Terfenol-D ist der piezomagnetische Koeffizient d_m , welcher die Dehnung in Abhängigkeit vom magnetischen Feld beschreibt und entscheidend für den ME-Effekt ist, um den Faktor vier höher [279]. Grund hierfür ist die sehr große relative Permeabilität μ_r von über 40.000. Des Weiteren zeichnen sich metallische Gläser durch geringe Entmagnetisierungsfelder aus. Diese Eigenschaft ist in Hinblick auf ME-Sensoren wichtig, um magnetische Verluste durch Ummagnetisierungsvorgänge möglichst gering zu halten.

Tabelle 2.1.: Eigenschaften von magnetostriktiven Materialien, welche in ME-Kompositen Verwendung finden.

Parameter	NiFe ₂ O ₄	Terfenol-D	Galfenol	Metglas® 2605SA1
λ_s [ppm]	27	2000	>200	40
μ_r	20	~15	20	>40.000
d_m [ppm/mT]	n. a.	~13	~10	40
k_e	n. a.	~0,7	~0,65	0,37
T_c [°C]	535	n. a.	~700	395
Quellen	[279]	[58, 164, 233, 279]	[44, 45, 269, 279]	[279]

λ_s Sättigungsmagnetostraktion; μ_r relative Permeabilität; d piezomagnetischer Koeffizient; k_e elektromechan. Kopplungsfaktor; T_c Curie-Temperatur

Piezoelektrische Materialien, die gegenwärtig in ME-Kompositen verbreitet eingesetzt werden, sind PZT, Bleimagnesiumniobat-Bleititanat (PMN-PT), Polyvinylidenfluorid (PVDF) und AlN. Die größten Koeffizienten von allen Materialien besitzt PMN-PT (Tab. 2.2). Jedoch weist dieses eine niedrige Curie-Temperatur auf, welche die Anwendungsmöglichkeiten stark einschränkt. PZT besitzt nach PMN-PT die höchsten piezoelektrischen Koeffizienten. Durch die Möglichkeit des kommerziellen Erwerbs und die ausgereifte Herstellung mittels Sol-Gel-Verfahren sowie die höhere Curie-Temperatur findet es weitverbreiteten Einsatz in ME-Kompositen [34, 53, 276]. PVDF ist vor allem durch den geringen elastischen Koeffizienten, die relativ einfache Herstellung und das gute Verhältnis von piezoelektrischem Koeffizienten zu Permittivität eine interessante Alternative [79, 279]. Jedoch handelt es sich

hierbei um ein Polymer, dessen Fertigung mit Prozessen der Mikrosystemtechnik und begrenzte Temperaturstabilität eine Herausforderung für die Prozessintegration darstellen [79]. Im Bereich von piezoelektrischen MEMS ist AlN ein bevorzugtes Material. Zwar besitzt AlN nur moderate piezoelektrische Koeffizienten, aber im Zusammenhang mit der geringen Permittivität ϵ_r , führt dies zu einer hohen Spannungserzeugung [168]. Zum anderen ist AlN rein piezoelektrisch und hat damit den großen Vorteil, dass es keiner elektrischen Polung bedarf. Nachteilig dadurch ist jedoch die Einschränkung des Betriebsmodus (Kap. 2.1.2). AlN ist chemisch, mechanisch und thermisch stabil und mit den Fertigungsprozessen der Mikrotechnologie kompatibel [62, 112, 132, 168]. Zudem stehen kommerzielle Dünnschichtabscheidungsprozesse für die Herstellung hochwertiger und reproduzierbarer Schichten zur Verfügung [132].

Tabelle 2.2.: Eigenschaften von piezoelektrischen Materialien die Verwendung in ME-Kompositen finden.

Parameter	PZT	PMN-PT	PVDF	AlN
d_{31} [pC/N]	−175	700	16,5	−3,2
d_{33} [pC/N]	400	2000	−33	7
ϵ_r	1700	5000	10	10,2
d_{31}/ϵ_r [pC/N]	−0,1	0,14	1,65	−0,31
d_{33}/ϵ_r [pC/N]	0,24	0,4	−3,3	0,69
T_c [°C]	360	80	129	−
k_e	0,72	0,9	0,19	0,11
Quelle	[279]	[279]	[279]	[168]

d_{31} transversaler piezoelektrischer Koeffizient; d_{33} longitudinaler piezoelektrischer Koeffizient; ϵ_r relative Permittivität; T_c Curie-Temperatur; k_e elektromechan. Kopplungsfaktor

2.1.2. Magnetoelektrischer Effekt in Kompositen

Der ME-Effekt in Kompositen beruht auf den Produkteigenschaften resultierend aus der elastischen Interaktion zwischen ferroelektrischen und piezoelektrischen Phasen, und ergibt sich als Produkt des magnetostriktiven Effekts und des piezoelektrischen Effekts [171]:

$$\text{ME-Effekt} = \frac{\text{elektrisch}}{\text{mechanisch}} \times \frac{\text{mechanisch}}{\text{magnetisch}}$$

Im ME-Effekt ändert die magnetische Phase im magnetischen Feld ihre Form magnetostruktiv. Diese Deformation wird auf die piezoelektrische Phase übertragen und resultiert in eine elektrische Polarisation (Abb. 2.1).

Dimensionalität der Phasen

Zweiphasenkomposite lassen sich nach der Dimensionalität der Phasen beschreiben. Die gebräuchlichsten Dimensionalitäten sind dabei (1-3)-Faserkomposite, (0-3)-Partikelkomposite und (2-2)-Schichtkomposite (Abb. 2.2). Das Konzept wurde 1978 von Newham *et al.* vorgestellt [175].

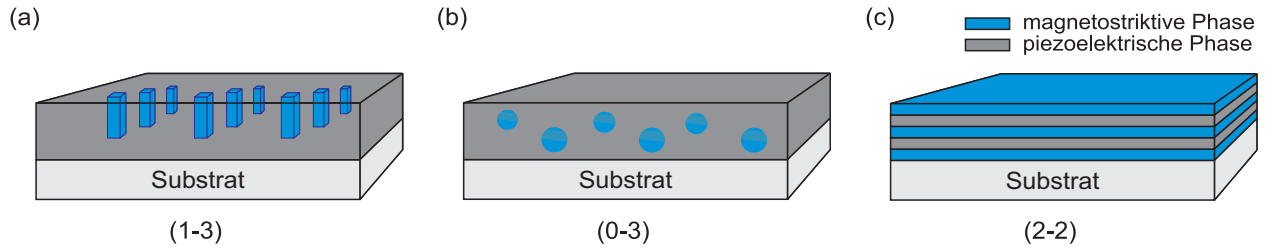


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung der gebräuchlichen Dimensionalitäten in zweiphasigen Kompositen mit (a) (1-3)-Faserkomposit, (b) (0-3)-Partikelkomposit und (c) (2-2)-Schichtkomposit (nach [190]).

Magnetisches Bias-Feld

Aus Abbildung 2.3 geht ein besonderes Merkmal von ME-Kompositen hervor [68]. Dargestellt ist der Zusammenhang zwischen magnetostriktivem Verhalten der magnetischen Komponenten und dem damit verbundenen Dehnungsübertrag auf die Polarisationsbeziehung bzw. das elektrische Feld der piezoelektrischen Phase. Aus diesem Zusammenhang geht hervor, dass mit Hilfe eines konstanten magnetischen Feldes, dem magnetischen Bias-Feld H_{Bias} , der ME-Effekt maximiert werden kann. Ursache hierfür ist der Verlauf der Magnetostruktionskurve. Das Bias-Feld schiebt den Arbeitspunkt des magnetostriktiven Materials in den Wendepunkt der Magnetostruktionskurve. An dieser Stelle hat die Ableitung der Magnetostruktionskurve nach dem magnetischen Feld ihr Maximum. Dieser Punkt der größten Steigung bedeutet, dass eine Änderung im äußeren Feld als Dehnung maximal auf das piezoelektrische Material übertragen wird und der ME-Effekt am größten ist. Ohne Bias-Feld verschwindet der ME-Effekt. Des Weiteren kommt es im Nullfeld zur Frequenzverdoppelung der Anregungsschwingung.

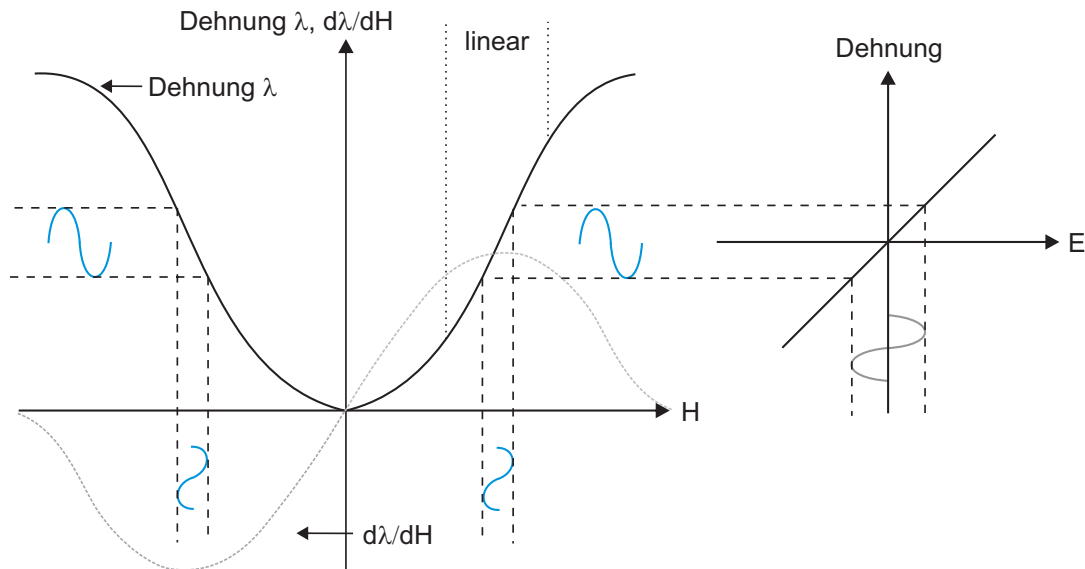


Abbildung 2.3.: Veranschaulichung des ME-Effekts eines Schichtkomposits unter Verwendung der Produkteigenschaften von Magnetostruktion und piezoelektrischen Effekt (nach [68]). Dargestellt ist der Zusammenhang zwischen magnetostriktivem Verhalten und dem durch den Dehnungsübertrag hervorgerufenen elektrischen Feld E .

ME-Spannungskoeffizient

Die Charakterisierung der ME-Komposite erfolgt über den ME-Spannungskoeffizienten

$$\alpha_{\text{ME}} = \frac{\partial E}{\partial H} = \frac{\partial E}{\partial \epsilon} \cdot k \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial H} \left[\frac{\text{V}}{\text{A}} \right], \quad (2.1)$$

kurz ME-Koeffizient, wobei E das abfallende elektrische Feld über der piezoelektrischen Schicht ist, ϵ die Dehnung des magnetostriktiven Materials im magnetischen Feld H darstellt und k die Kopplung zwischen den beiden Phasen angibt [20]. Aus dieser Gleichung geht die oben erwähnte Verknüpfung der Produkteigenschaften von ME-Kompositen deutlich hervor.

(2-2)-Schichtkomposite

Aufgrund ihres Aufbaus eignen sich besonders (2-2)-Schichtkomposite für die Verwendung in MEMS. Einerseits ermöglicht dieser Komposittyp die Verwendung von Dünnschichttechniken aus der Halbleiterherstellung, andererseits ist aus technologischen Gesichtspunkten die Komplexität des Bauelementaufbaus, wie die Auslegung der elektrischen Kontaktierung, geringer.

Bei (2-2)-Schichtkompositen unterscheidet man in vier Betriebsmodi basierend auf der Richtungsbeziehung zwischen elektrischer Polarisierung und Magnetisierung. Bezogen auf die Filmebene des Komposits kann die Magnetisierung beziehungsweise Polarisierung longitudinal (L) oder transversal (T) ausgerichtet sein. Anhand eines Dreilagen-Systems sind die vier Betriebsmodi in Abb. 2.4 dargestellt [54].

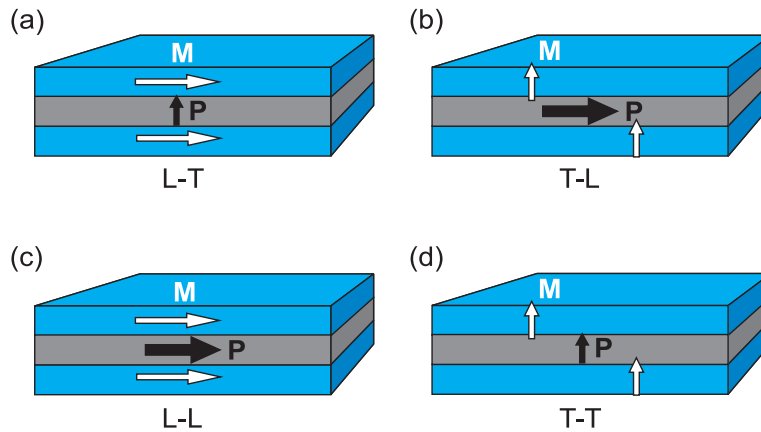


Abbildung 2.4.: Die vier fundamentalen Betriebsmodi von (2-2)-Schichtkompositen (nach [172]). Abhängig von der Ausrichtung der Polarisierung zur Filmebene unterscheidet man zwischen longitudinaler (L) und transversaler (T) Orientierung. Dabei entspricht (a) dem L-T-Betriebsmodus mit longitudinaler Magnetisierung und transversaler Polarisierung, (b) dem T-L-Betriebsmodus mit transversaler Magnetisierung und longitudinaler Polarisierung, (c) dem L-L-Betriebsmodus mit longitudinaler Magnetisierung und longitudinaler Polarisierung und (d) dem T-T-Betriebsmodus mit transversaler Magnetisierung und transversaler Polarisierung.

Dong *et al.* haben gezeigt, dass der (L-L)-Betriebsmodus den größten ME-Koeffizienten besitzt [56]. Grund hierfür ist der größere d_{33} Koeffizient der piezoelektrischen Phasen (Tab. 2.2) und der Spannungsabfall über die Länge, und nicht über die Dicke, der pie-

zoelektrischen Schicht. Problematisch ist allerdings, dass im piezoelektrischen L-Modus die Ankontaktierung der Stirnflächen erfolgen muss. Dies ist angesichts in dieser Arbeit verwendeter Dünnschichttechnologien schwierig. Einschränkungen, wie mangelnde Haftungseigenschaften an Stirnflächen und elektrische Kurzschlussproblematik, machen den Einsatz in MEMS-Bauelementen fraglich. Diese Problematik wird weiterhin erschwert bei der Verwendung leitender magnetischer Phasen. Zudem führt der Betriebsmodus zu einer signifikanten Verringerung der Messkapazität verglichen mit den piezoelektrischen T-Modus, was eine Beeinflussung durch parasitäre Kapazitäten deutlich erhöht [56]. Um die Problematik zu umgehen, wurden Abwandlungen dieses (L-L)-Betriebsmodus wie der (L-L)-Push-Pull-Modus entwickelt, mit dem Ziel größere Messkapazitäten zu erzeugen und das pyroelektrische Rauschen zu minimieren [57, 58, 59, 172]. Deren Realisierung ist hingegen aufwändiger. Aus diesen Gründen ist die bevorzugte Wahl für mikromechanische ME-Sensoren ein (2-2)-Laminatkomposit betrieben im piezoelektrischen (L-T)-Modus.

Eine Übersicht verschiedener (2-2)-Schichtkomposite und deren ME-Eigenschaften ist in Tabelle 2.3 zu finden. Es zeigt sich, dass die Schichtsysteme bestehend aus amorphen, metallischen Gläsern (kurz Metglas¹) die besten ME-Koeffizienten besitzen. Die Ursache liegt vermutlich in den hohen piezomagnetischen Koeffizienten von metallischen Gläsern. Darüber hinaus weist Metglas im Verbund mit AlN den höchsten aller ME-Koeffizienten auf. Zusammen mit den in Kapitel 2.1.1 beschriebenen Vorteilen von AlN und Metglas, sind diese ME-Kompositsysteme äußerst vielversprechend.

Tabelle 2.3.: ME-Koeffizient α_{ME} , Anregungsfrequenz und Bias-Feld von (2-2) Kompositen.

Komposit	α_{ME} [V/A]	Frequenz [kHz]	Bias-Feld [mT]	Quelle
NiFe ₂ O ₄ /PZT	0,6	1	0,8	[217]
(TbCo ₂ /FeCo)/AlN	37,5	35	0,9	[239]
Fe _{0,8} Ga _{0,2} /PMN-PT	45	91	75	[60]
Fe _{0,7} Ga _{0,3} /PZT	42	3,8	6,6	[183]
Terfenol-D/PMN-PT	2,8	1	40	[55, 172]
Terfenol-D/PZT	90	34	-	[280]
Metglas/PVDF	390	Resonanz	0,8	[277]
Metglas/PZT	940	10	4	[59]
Metglas/AlN	2260	0,33	0,6	[86]

Resonanter Betrieb von ME-Kompositen

Unter Resonanz wird die Schwingungsverstärkung eines Systems bei Anregung durch eine äußere Kraft bei der für das System spezifischen Resonanzfrequenz verstanden [240]. Erforderlich hierfür ist die Möglichkeit des Systems, Energie in verschiedene Formen zu speichern und diese von einer Energieform in die andere zu transferieren. Die Schwingungsverstärkung hängt dabei von der systemcharakteristischen Dämpfung ab. Bei der Dämpfung wird dem System Energie durch unterschiedliche Mechanismen, wie Luftreibung, entzogen.

¹Hierbei handelt es sich um einen Handelsnamen für kommerzielle metallische Gläser von der Firma Metglas Inc. [161]. In dieser Arbeit aber auch als Sammelbegriff für amorphe Metalllegierungen verwendet.

Eine gedämpfte harmonische Schwingung lässt sich mathematisch nach dem zweiten Newtonschen Gesetz über die Differentialgleichung [67, 240]

$$\ddot{x} + 2\gamma\dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{F(t)}{m} \quad (2.2)$$

beschreiben. Wobei $\gamma = c/(2m)$ die Dämpfungskonstante, $\omega_0 = \sqrt{k_F/m}$ die Eigenfrequenz des ungedämpften Systems, k_F die Federkonstante, m die Masse des Schwingers, c der Dämpfungsterm und x der Ort sind.

Für eine periodisch wirkende äußere Kraft $F = F_0 \cdot \cos \omega t$ und den Lösungsansatz $x(t) = A_0 \cdot \cos(\omega t + \phi)$ mit F_0 der Amplitude der äußeren Kraft, ω der Kreisfrequenz der äußeren Kraft, ϕ der Phasenverschiebung zwischen erzwungener Schwingung und Erregerschwingung ergibt sich die Schwingungsamplitude:

$$A(\omega) = \frac{F_0/m}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 - (2\gamma\omega)^2}} \quad (2.3)$$

Das Maximum der Amplitude folgt aus der Ableitung von Gl. 2.3 nach ω bei $\omega_r = \sqrt{\omega_0^2 - 2\gamma^2}$. Dies entspricht der Resonanzfrequenz eines gedämpften Systems. Für die maximale Amplitude ergibt sich daraus $A_{max} = (F_0/m) / (2\gamma\sqrt{\omega_0 - \gamma})$.

Als Maß für die Dämpfung eines schwingungsfähigen Systems gilt der Gütefaktor, auch Q-Faktor genannt. Dieser beschreibt die Amplitudenüberhöhung in Resonanz und ist definiert als:

$$Q = \frac{A(\omega = \omega_r)}{A(\omega = 0)} \quad (2.4)$$

Die deutliche Verstärkung des ME-Effekts durch mechanische Resonanz wurde experimentell durch zahlreiche Versuche nachgewiesen [20, 86, 87, 256, 270, 283]. Beim resonanten Betrieb von Schichtkompositen wird die normalerweise schwach ausgeprägte Dehnung außerhalb der mechanischen Resonanz erheblich vergrößert und resultiert in einem Riesen-ME-Effekt (Abb. 2.5).

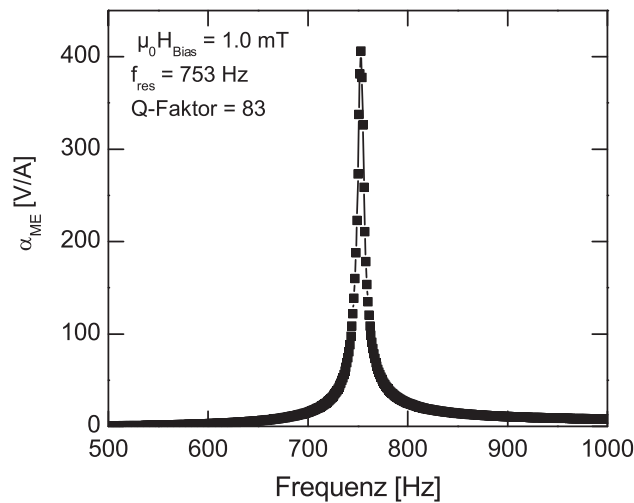


Abbildung 2.5.: ME-Koeffizient als Funktion der Frequenz des äußeren magnetischen Feldes mit einer mechanischen Resonanz bei 753 Hz [86].

Stellgröße zur Maximierung der Resonanzüberhöhung ist die Dämpfung

$$\gamma = \gamma_{int} + \gamma_f, \quad (2.5)$$

welche sich in zwei Beträge unterteilen lässt [42]. Dabei entspricht γ_{int} den intrinsischen Verlusten und γ_f umfasst die fluidischen Verluste durch das umgebende Medium. Intrinsische Verluste lassen sich durch geeignete Materialwahl minimieren, wobei dies immer im Zusammenhang mit dem Einfluss auf den statischen ME-Koeffizient betrachtet werden muss. Zudem ist dieser Anteil, im Vergleich zur fluidischen Dämpfung, stark verringert. Die fluidischen Verluste lassen sich durch den Betrieb unter Vakuum auf ein Minimum senken [134].

Einspannung von ME-Biegebalken

Die am einfachsten zur Umsetzung geeigneten Strukturen sind ein- und beidseitig eingespannte, rechteckige Biegebalken (Abb. 2.6). Die simple Formgebung vereinfacht die technologische Fertigung solcher Strukturen und erlaubt die Berechnung der Kerngrößen, wie Resonanzfrequenz, neutraler Faser und ME-Koeffizient, mittels analytischer Modelle [22, 89]. Der nicht eingespannte Fall ist hier der Vollständigkeit halber mit aufgeführt.

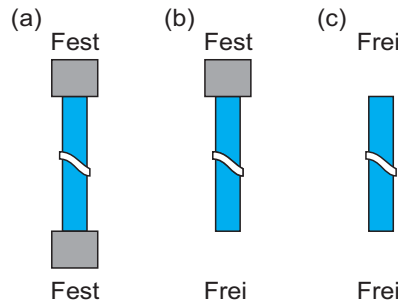


Abbildung 2.6.: Einspannungsformen von Biegebalken klassifiziert nach den Randbedingungen der Endabstützung (a) Frei-Frei (FF), (b) Frei-Fest (FC) und (c) Fest-Fest (CC).

Zur Untersuchung des Dehnungsverhalten beziehungsweise der Stressausbildung und der damit verbunden ME-Antwort wurden numerische Simulationen mit COMSOL MULTIPHYSICS® für die Einspannungsformen FC und CC durchgeführt. Das untersuchte System bestand aus einem AlN/Metglas Zweischicht-Aufbau mit einer Länge von 1000 μm und einer Breite von 200 μm . Die Schichtdicken betrugen 2 μm für AlN und 2,9 μm für Metglas. Die Ergebnisse sind in Abb. 2.7 zusammengefasst.

Der FC-Betriebsmodus zeigt einen inhomogenen Stressverlauf. Der Stress an der Einspannung ist höher als am freien Ende. Beim Betrieb im CC-Modus ändert der Stress die Polarität über die Länge des Balkens hinweg. An den Einspannungen ist der Stress am größten und negativ, während er in der Mitte kleiner und positiv ist.

Die Simulationen zeigen, dass je nach Einspannung und verwendetem Messverfahren (Ladungs- oder Spannungsmessung) eine bestimmte Elektrodenanordnung von Vorteil ist. Im Falle der ladungsbasierten Messung muss möglichst die Elektrodenfläche maximiert werden, wobei bei der Spannungsmessung die Elektrode auf den Bereich des größten mechanischen Spannung beschränkt sein sollte. Der CC-Betrieb erfordert die Segmentierung der Elektroden und deren entsprechende Verschaltung.

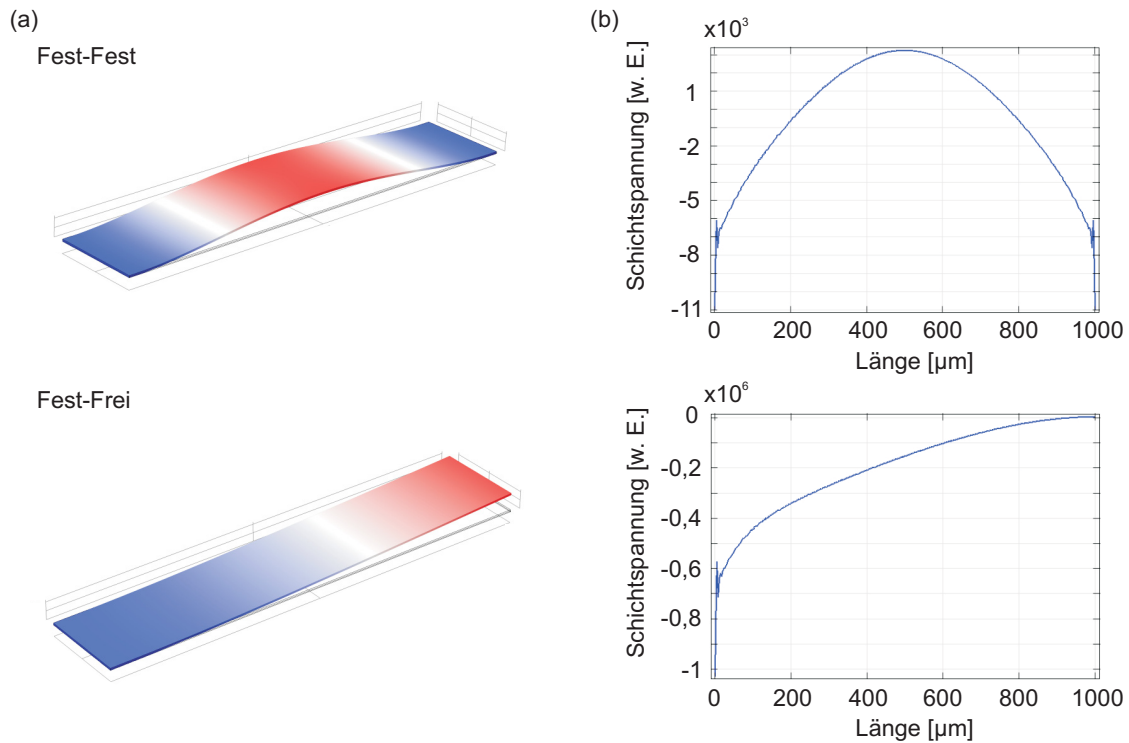


Abbildung 2.7.: (a) Qualitatives Dehnungsverhalten und (b) Stressverlauf der numerischen Simulation für FC- und CC-Betriebsmodi (Abb. 2.6) eines AlN/Metglas-Biegebalkens für die erste Schwingungsmoden. Für die Materialparameter wurde auf die interne Bibliothek von COMSOL Multiphysics® für AlN und Fe für Metglas zurückgegriffen und diese um die Werte aus Tabelle 10.1 ergänzt. Die Simulationsparameter der beiden Fälle unterschieden sich lediglich in der Randbedingung der Einspannung (mit freundlicher Unterstützung von Shanshan Gu-Stoppel).

2.1.3. ME-Sensoren nach heutigem Stand der Technik

Die aktuelle Erforschung von ME-Kompositen für die Verwendung in Magnetfeldsensoren lässt sich in drei Gruppen, abhängig von den Strukturdimensionen, unterteilen. Die erste Gruppe setzt sich aus Makroelementen mit Abmaßen von einigen Zentimeter zusammen, welche über klassische Herstellungstechniken, wie Kleben und Sintern, gefertigt werden. In die zweite Gruppe fallen Elemente, deren Größe denen der Makroelemente der ersten Gruppe entsprechen, jedoch die Herstellung über Verfahren der Mikrosystemtechnik unter Verwendung von Dünnschichttechnologien erfolgt. Das heißt, die Schichtdicken der ME-Komponenten liegen hier im μm -Bereich. Im Gegensatz dazu sind die Materialdicken der ersten Gruppe einige 100 μm . Die letzte, dritte Gruppe bezieht sich auf Mikroelemente, deren Fertigung unter Verwendung der Oberflächenmikromechanik erfolgt.

Ausführliche Untersuchungen zu Makroelementen der ersten Gruppe wurden durch eine Arbeitsgruppe der Virginia Tech, USA, unter Leitung von Prof. D. Viehland durchgeführt. Verwendung fanden in den Experimenten laminierte, zentimetergroße Materialsysteme meist aus PMN-PT oder PZT und Terfenol-D oder metallische Gläser wie FeBSiC-Legierung [55, 58, 59, 271, 278, 280]. Diese werden durch Verkleben von magnetostruktiven und piezoelektrischen Folien mittels Epoxid hergestellt. Dies erlaubt die Herstellung von Multilagen-Systemen mit unterschiedlichen Geometrien und Verschaltungen. Unter Verwendung einer Push-Pull-Geometrie bestehend aus PZT/Terfenol-D Laminaten, wurden Rauschgrenzen von

20 pT/Hz^{1/2} bei 1 Hz und 2 fT/Hz^{1/2} in Resonanz bei 78 kHz gemessen [278]. Nachteilig neben der Größe wirken sich Kopplungsverluste durch das Verkleben der Materialien aus. Der Dehnungsübertrag von den magnetostriktiven auf die piezoelektrischen Schichten wird durch die Epoxidzwischen-schichten verringert.

Anders verhält es sich in der zweiten Gruppe der Dünnschichtsensoren. Hier werden die ME-Komponenten ohne nachteilige Zwischenschichten unter Verwendung eines Si-Substrats direkt aufeinander abgeschieden und mittels Verfahren der Mikrosystemtechnik bearbeitet [86, 87, 283]. Nachteilig ist bei diesen Sensortypen die vorhandene Substratklemmung durch das Si-Trägermaterial. Die Minimierung dieses Effekts findet durch Dünnung der Substratdicke mit Hilfe von Rückseitenätzungen statt. Als Materialien werden piezoelektrisches PZT beziehungsweise AlN und magnetostriktives Galfenol als auch FeCoBSi-Legierung eingesetzt. Maßgebliche Arbeiten erfolgten durch die Arbeitsgruppe von Prof. E. Quandt der technischen Fakultät der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel zu resonanten Dünnschicht-ME-Sensoren bestehend aus AlN und (Fe₉₀Co₁₀)₇₈B₁₂Si₁₀ [86, 87]. Die gefertigten Sensoren basierten auf Biegebalken von 20 mm Länge und 2 mm beziehungsweise 3 mm Breite. Die Substratdicke betrug zwischen 130 µm und 180 µm. Hier konnte gezeigt werden, dass Sensoren mit Schichtdicken im Mikrometermaßstab Rauschgrenzen von 7 pT/Hz^{1/2} in Resonanz bei 680 Hz erreichen [105]. Auch hier ist die Größe weiterhin hinderlich für den Einsatz in Sensorarrays. Zudem sind die niedrigen Resonanzfrequenzen von einigen 100 Hz problematisch für die praktische Anwendung, da dies eine ausgeprägte Vibrationsempfindlichkeit mit sich bringt. Letztendlich wirkt sich, wie die Verwendung von Epoxidzwischen-schichten, die Substratklemmung störend auf das Dehnungsverhalten des ME-Komposits aus. Hervorzuheben ist der hohe Gütefaktor von einigen 1000 in diesen Systemen durch die Verwendung geeigneter Materialien wie Si.

Der Einsatz der Oberflächenmikromechanik ermöglicht die Fertigung miniaturisierter Sensoren der dritten Gruppe. Die durch Dünnschichttechnologie erzeugten Strukturen werden hierbei von der Vorderseite des Wafers her unterätzt und somit freigestellt. Dies ermöglicht die kostengünstige Fertigung kleiner Sensoren, die als Sensorarrays mit hoher räumlicher Auflösung eingesetzt werden können. Die nicht vorhandene Substratklemmung und die Vakuumverpackung auf Waferebene versprechen hochempfindliche Magnetfeldsensoren.

Die erfolgreiche Herstellung eines Mikrobiegebalkens bestehend aus dem ME-Komposit Galfenol und PZT wurde durch Onuta *et al.* gezeigt [183]. Der zur Energiegewinnung (engl. energy harvesting) eingesetzte Biegebalken hatte eine Länge von 950 µm und eine Breite von 200 µm. Trotz des Betriebs in einem Vakuummeßstand (3,5·10⁻⁴ mbar) besaßen die mikromechanischen ME-Strukturen resonante ME-Koeffizienten von einer Größenordnung unterhalb der besten Makroelemente. Vermutlich ist dies auf die Verwendung von Galfenol als magnetostriktives Material zurückzuführen und dessen moderaten magnetostriktiven Eigenschaften. Eine magnetische Charakterisierung, wie Auflösung, Rauschen und Linearität, wurde nicht gezeigt.

Einzig Li *et al.* berichten von einem auf ME-Kompositen basierten MEMS-Magnetfeldsensor [137]. Der gezeigte Mikrobiegebalken von 200 µm Länge und 40 µm Breite mit einem Au/Fe₈₅B₅Si₁₀/Pt/PZT/Pt/SiO₂ Aufbau von 1,6 µm Dicke wies ein magnetisches Rauschen von 100 nT/Hz^{1/2} auf. Angaben zur Linearität und minimal detektierbarem Feld sind nicht gemacht worden.

2.2. Piezoelektrizität und Aluminiumnitrid

Aufgrund der im Kapitel 2.1 herausgestellten Vorzüge von AlN gegenüber anderen gängigen piezoelektrischen Materialien in ME-Sensoren, findet es in dieser Arbeit als piezoelektrische Phase im ME-Komposit Verwendung. Das folgende Kapitel befasst sich sowohl mit den Materialeigenschaften, wobei der Fokus auf der Piezoelektrizität liegt, als auch mit dem Wachstumsprozess.

2.2.1. Eigenschaften

AlN besteht aus einer kovalenten Bindung zwischen Al und N und bildet unter Normalbedingungen eine hexagonale Wurtzit-Struktur aus (Abb. 2.8) [221]. In dieser Struktur sind N- und Al-Basalebenen abwechselnd übereinander angeordnet.

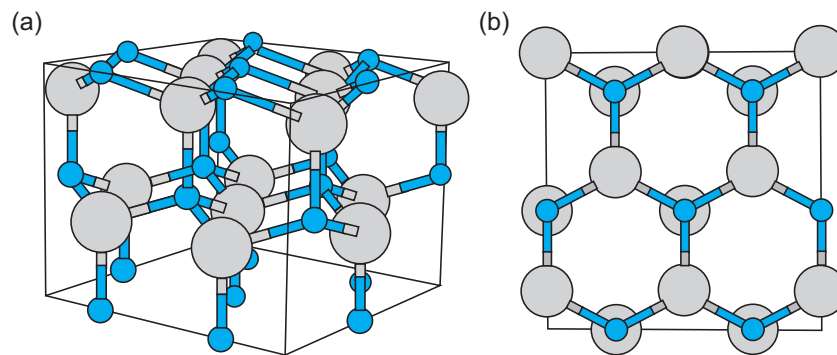


Abbildung 2.8.: (a) Räumliche Darstellung und (b) Draufsicht der hexagonalen Wurtzit-Struktur von AlN. Al-Atome entsprechen dabei den grauen Kugeln während N-Atome blau dargestellt sind. In (a) ist die c-Achse noch oben ausgerichtet und in (b) erfolgt der Blick auf die c-Achsen-Basalebene (nach [2]).

Als keramischer Werkstoff besitzt AlN ausgezeichnete chemische, thermische und mechanische Eigenschaften [112, 116]. Darüber hinaus handelt es sich bei AlN um einen III-V Halbleiter mit einer breiten Bandlücke von 6,2 eV [221]. Eine Zusammenfassung der piezoelektrischen Eigenschaften ist in Tabelle 2.2 gegeben.

Piezoelektrizität

Mikroskopisch lässt sich der piezoelektrische Effekt im AlN mittels der Entstehung von Dipolen innerhalb einer Einheitszelle beschreiben [154]. Eine Formänderung führt zur Verschiebung der Ladungsschwerpunkte und der Ausbildung von Dipolen. Die elektrische Spannung ergibt sich durch eine Aufsummierung der einzelnen Dipole der Einheitszellen. Im umgekehrten Falle hat das Anlegen einer elektrischen Spannung eine Verformung des AlN-Kristalls zufolge. Kristallographisch ist der Effekt darauf zurückzuführen, dass das piezoelektrische Gitter kein Symmetriezentrum besitzt. Im Unterschied zu ferroelektrischen Werkstoffen [188] besitzt AlN keine beziehungsweise eine nahezu zu vernachlässigende spontane Polarisierung [9]. Zudem bildet sich die Polarisierung nur entlang der c-Achse aus, wodurch ein (002)-orientiertes Wachstum erforderlich ist [168].

Piezoelektrische Koeffizienten

Im Rahmen der makroskopischen Kontinuumsmechanik lässt sich der piezoelektrische Effekt mathematisch über die dielektrische Verschiebung D_i beziehungsweise über die Deformation S_{ij} beschreiben [23]:

$$D_i = d_{ijk} \cdot \sigma_{jk} + \epsilon_{ij} \cdot E_j \quad (2.6)$$

$$S_{ij} = s_{ijkl} \cdot \sigma_{kl} - d_{kij} \cdot E_k \quad (2.7)$$

Hierbei entspricht E_j dem elektrischen Feld, σ_{jk} dem mechanischen Stress, ϵ_{ij} dem Permittivitätstensor, s_{ijkl} dem elastischen Nachgiebigkeitstensor und d_{ijk} dem piezoelektrischen Dehnungs-Ladungstensor. Die Indizes i, j, k und l beschreiben dabei die unterschiedlichen Raumrichtungen. Besonders von Interesse sind die Komponenten d_{33} und d_{31} für die Sensoranwendung. Diese ergeben sich aus dem Dehnungs-Ladungstensor d_{ijk} :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{13} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

Bei den Komponenten d_{33} und d_{31} des Dehnungs-Ladungstensors spricht man auch von den indirekten longitudinalen und indirekten transversalen piezoelektrischen Koeffizienten.

Im Bereich der MEMS Sensorik wird AlN in der Regel auf einem Substrat aufgewachsen und kann sich dadurch in der Substratebene (Koordinaten 1,2) nicht frei bewegen. Die Bewegung senkrecht zu der Ebene (Koordinate 3) ist hingegen frei möglich (Abb. 2.9). Diese Klemmung führt dazu, dass sich die Koeffizienten von dünnen Filmen von denen vom Bulkmaterial unterscheiden. Zur Unterscheidung werden Dünnschichtkoeffizienten mit dem Index f versehen. Für den Betrieb von ME-Sensoren mit einer (002)-orientierten AlN-Schicht, deren Polarisation sich senkrecht zur Filmebene ausbildet, ergibt sich die dielektrische Verschiebungsdichte (Gl. 2.6) in Abwesenheit eines äußeren elektrischen Feldes E somit zu [166, 167]

$$D_3 = e_{31,f} \cdot (S_1 + S_2) + d_{33,f} \cdot \sigma_3 \quad (2.9)$$

mit den effektiven Koeffizienten [166]:

$$e_{31,f} = \frac{d_{31}}{s_{11} + s_{12}} = e_{31} - \frac{c_{13}}{c_{33}} e_{33} \quad (2.10)$$

$$d_{33,f} = \frac{e_{33}}{c_{33}} = d_{33} - \frac{2s_{13}}{s_{11} + s_{12}} d_{31} \quad (2.11)$$

Dabei entsprechen S_1 und S_2 der Dehnung in der Filmebene, σ_3 dem Stress senkrecht zur Filmebene, c_{33} der elastischen Konstante bei Deformation senkrecht zur Filmebene, s_{11} und s_{12} den elastischen Nachgiebigkeiten in der Filmebene sowie e_{31} dem direkten transversalen und e_{33} dem direkten longitudinalen piezoelektrischen Koeffizienten. Eine schematische Beschreibung der mathematischen Zusammenhänge 2.9 ist in Abbildung 2.9 dargestellt.

Im Falle des Betriebs von ME-Sensoren im L-T-Modus (Kap. 2.1.2) kann sich AlN senkrecht zur Filmebene frei bewegen und 2.9 vereinfacht sich zu:

$$D_3 = e_{31,f} \cdot (S_1 + S_2) \quad (2.12)$$

Neben der Größe der Dehnung, welche im ME-Komposit durch die magnetostriktive Phase erzeugt wird, ist demzufolge der transversale piezoelektrische Dünnschichtkoeffizient $e_{31,f}$ eine entscheidende Größe für die Ladungs- und Spannungsgeneration. Für Messungen von elektrischen Spannungen muss zudem die Permittivität betrachtet werden. Diese sich daraus ergebende Größe wird als Spannungsantwort

$$g = \frac{e_{31,f}}{\epsilon_0 \epsilon_{33r}} \quad (2.13)$$

bezeichnet. Des Weiteren sind für die Auswahl eines geeigneten piezoelektrischen Sensormaterials der dielektrische Verlustwinkel, geringes beziehungsweise kein pyroelektrisches Rauschen, eine hohe Durchbruchfeldstärke und große Gütefaktoren von Bedeutung [75, 152, 168]. AlN weist in allen diesen Eigenschaften sehr gute Werte auf. Zu der erwähnten chemischen und thermischen Beständigkeit besitzt AlN zusammengefasst deutliche Vorteile gegenüber anderen typischen piezoelektrischen Werkstoffen, wie PZT, ZnO und PVDF, die mittels Dünnschichttechnologie hergestellt werden können. Eine Übersicht wichtiger Materialparameter verschiedener piezoelektrischer Materialien ist in Tabelle 2.2 zu finden.

Aufgrund der vielfältigen Eigenschaften findet AlN Einsatz in photonischen Bauteilen, der Gassensorik, der Mikroaktuatorik, in Oberflächenwellen- und Volumenwellen-Anwendungen [141, 194, 195, 212, 230].

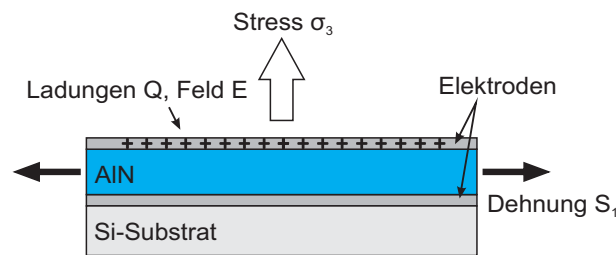


Abbildung 2.9.: Schematische Darstellung des AlN (L-T)-Betriebsmodus (Abb. 2.4(a)) in Sensoren.

2.2.2. Schichtherstellung

Die Herstellung von AlN ist mit verschiedensten chemischen oder physikalischen Verfahren möglich. Das Spektrum reicht von teuren, komplexen Prozessen wie der Molekularstrahlepitaxie [102] (engl. molecular beam epitaxy, kurz MBE) über physikalische Gasphasenabscheidungen, wie thermisches Verdampfen [226], gepulste Laserabscheidung [139] und Kathodenzerstäubung [63, 168, 201] bis hin zur chemischen Gasphasenabscheidung [210]. Weitverbreitet in der MEMS-Herstellung ist die reaktive Plasmakathodenzerstäubung (engl. reactive sputtering, reaktives Sputtern) insbesondere hierbei der Einsatz des Magnetronsputterns. Bei diesem Verfahren lassen sich Schichten von sehr guter Qualität auf vielfältigen Untergründen erzeugen [63, 168, 201].

Reaktive Plasmakathodenzerstäubung

Beim Sputtern wird ein Plasma aus dem Edelgas Argon (Ar) gezündet. Dabei bildet das abzuscheidende Material die Kathode, während das zu beschichtende Material auf der Gegenelektrode liegt. Aufgrund des negativen elektrischen Potentials der Kathode werden

die positiven Ionen des Plasmas in dessen Richtung beschleunigt. Der Ionenbeschuss führt zur Zerstäubung der Kathode und das abgetragene Material kondensiert auf dem Substrat. Für das Zünden der Plasmaentladung existieren verschiedene Methoden. Die gängigsten sind die Glimmentladung, die gepulste Glimmentladung und die Hochfrequenzanregung. Ausführlichere Betrachtungen zum Kathodenzerstäubungsprozess sind in der Literatur zu finden [214].

Für das reaktive Sputtern erfolgt die Zugabe eines Gases, meist Stickstoff (N_2) oder Sauerstoff (O_2), zum Arbeitsgas Ar in das Plasma. Im Falle von AlN wird eine Aluminiumkathode verwendet und zusätzlich zum Edelgas Ar das Reaktivgas N_2 hinzugegeben, so dass es zu einer Nitridierung der Kathodenoberfläche kommt. Dies führt zur Ausbildung einer AlN-Schicht, welche durch den Sputterprozess abgetragen wird.

Wachstumskinetik

Für die Beschreibung der Abscheidung von dünnen Filmen mittels Kathodenzerstäubung dient das von Thornton entwickelte Strukturzonenmodell (SZM) [236, 237, 238]. Das Modell beschreibt die Mikrostruktur von dünnen Filmen in Abhängigkeit der Prozessparameter Temperatur und Arbeitsdruck (Abb. 2.10).

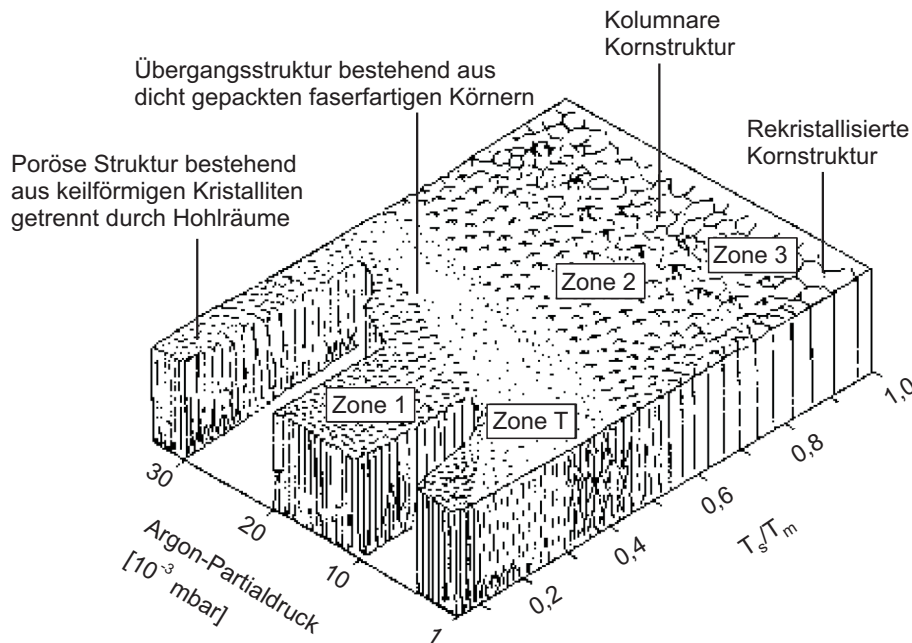


Abbildung 2.10.: Strukturzonenmodell nach Thornton [236]. Abhängig vom Ar-Partialdruck sowie dem Verhältnis Substrattemperatur T_s und Schmelztemperatur der Schicht T_m bilden sich unterschiedliche Schichtstrukturen aus. Die Zone T entspricht dabei der Struktur die beim Abscheiden von AlN mittels reaktiver Kathodenzerstäubung entsteht.

Dabei wird der Abscheidungsprozess in vier Wachstumszonen unterteilt. Zone 1 beschreibt das Wachstum über Abschattungseffekte. In Zone 2 und T wird die Struktur über die Oberflächendiffusion bestimmt, während in Zone 3 die Festkörperdiffusion dominiert. Bei der Abscheidung von AlN durch die Kathodenzerstäubung ist der Arbeitsdruck unter 10^{-2} mbar und die Substrattemperaturen im Bereich von 400°C , so dass das Verhältnis von Substrat-

temperatur T_s und Schmelztemperatur T_m zwischen 0,1 bis 0,2 liegt [63, 153, 201]. Eine Erweiterung dieses Modells umfasst als zusätzliche Eingangsgröße den Ionenbeschuss der Schichtoberfläche und als weitere Ausgangsgröße die Schichtdicke [160].

Der AlN-Wachstumsvorgang findet in vier Phasen statt und ist in Abbildung 2.11 gezeigt [262]. Zu Beginn kondensieren AlN-Moleküle auf der Substratoberfläche (Phase 1) und bilden Nukleationszentren (Phase 2). Unter Anlagerung weiterer Admoleküle an den Nukleationszentren bilden sich diskrete Inseln aus. Die Inseln wachsen bis sie in Kontakt mit benachbarten Inseln kommen. Dadurch bilden sich Korngrenzen aus und es kommt zur Vereinigungen von einzelnen Inseln. Es entsteht eine geschlossene Schicht (Phase 3). Die Ausbildung von Korngrenzen, sowie die unterschiedliche Kristallorientierung der Inseln, führen zu einer polykristallinen Startschicht. Bedingt durch die höchste Wachstumsrate der AlN (002)-Ebenen kommt es beim weiteren Wachstum zur Ausbildung einer vollständig (002)-orientierten Schicht (Phase 4) [95].

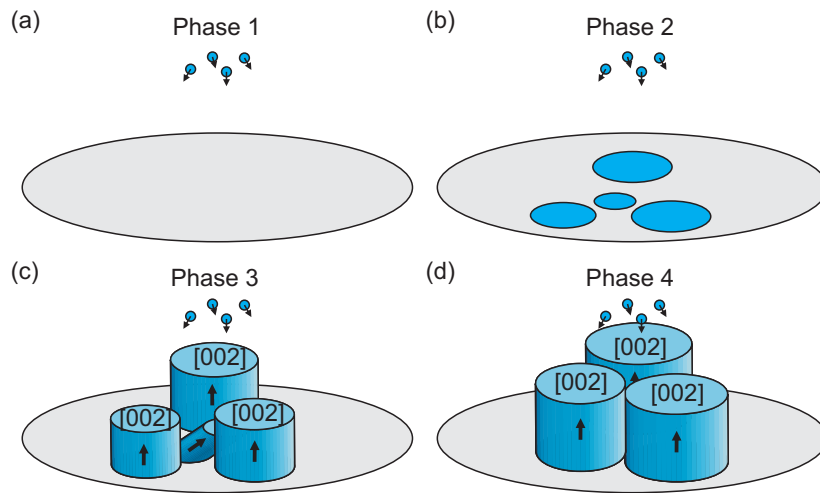


Abbildung 2.11.: Veranschaulichung der vier Wachstumsphasen von AlN-Dünnschichten abgeschieden mittels reaktiver Kathodenzerstäubung (nach [26]). In der Phase 1 lagern sich AlN-Moleküle an der Oberfläche an und bilden Nukleationszentren aus. Die weitere Adsorption von AlN-Molekülen führt zu Entstehung und Wachstum der Nukleationszentren in Phase 2. In Phase 3 kommt es zur Vereinigung der einzelnen Inseln und der Ausbildung einer polykristallinen Schicht. Phase 4 zeichnet sich durch die Entstehung von (002)-orientierten Kristalliten aus.

Für die Qualität von (002)-orientierten piezoelektrischen AlN-Schichten sind Prozessparameter wie Druck, Substrattemperatur, Gasverhältnis, Gasfluss, Plasmaleistung und Substratpotential von Bedeutung [63, 113, 153]. Optimierte Einstellungen ermöglichen das Wachstum von hochwertigen polaren AlN-Schichten. Als wichtige Materialeigenschaft für die piezoelektrische Aktivität von AlN-Filmen dient das (002)-orientierte und somit c-texturierte Wachstum der Schichten, welche über die Halbwertsbreite des (002)-Beugungsreflexes (engl. rocking-curve full width at half maximum, r. c. FWHM) bestimmt wird. Abbildung 2.12 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Je kleiner die Halbwertsbreite und somit bessere (002)-orientierte Kristallinität desto besser die piezoelektrischen Eigenschaften. Typische Prozessparameter, um gesputterte (002)-orientierte AlN Schichten mit kleiner Halbwertsbreite ($<2,5^\circ$) zu erhalten, liegen im Bereich von $6 \cdot 10^{-3}$ mbar Prozessdruck, 10 sccm/20 sccm Ar/N₂-Flussraten, 400 °C Substrattemperatur, 80 mm Target-Substratabstand, 0,5 kW gepulste DC-Targetleistung und ein Substratpotential von kleiner -40 V [63].

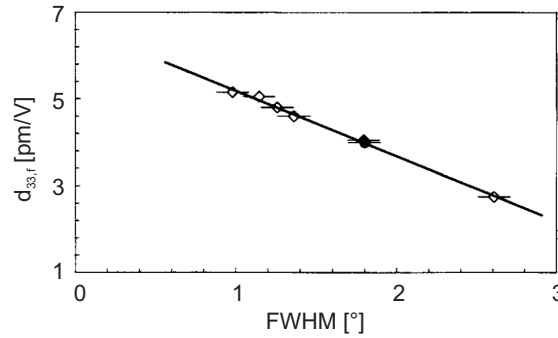


Abbildung 2.12.: Logitudinaler piezoelektrischer Koeffizient $d_{33,f}$ als Funktion der Halbwertsbreite (FWHM) des (002)-Beugungsreflexes für AlN gewachsen auf Mo (Volle Kreise) und auf Pt (Offene Rauten) [153].

Wachstumsplattform

Das Wachstum von (002)-orientiertem polaren AlN wurde auf einer Vielzahl verschiedener Untergründe nachgewiesen. Es zeigte sich, dass ein Wachstum auf Elektroden mit (111)-Orientierung, wie Aluminium (Al), Platin (Pt), oder Iridium (Ir), Schichten von ausgezeichneter Qualität erzeugt [282]. Substrate mit (110)-orientierten kubisch-raumzentrierten Gittern, wie Molybdän (Mo) und Wolfram (W), weisen ebenfalls AlN-Schichten mit guter (002)-Orientierung auf [133, 192, 193]. Zudem wurde ein ungestörtes c-Achsenwachstum auf Si und SiO₂ gezeigt [244]. Sehr gute piezoelektrische Eigenschaften konnten beim Wachstum gesputterter Schichten auf Pt, Al, Mo und Titan (Ti) nachgewiesen werden [63, 132].

Substratpotential

Ein weitverbreitetes Problem bei der Herstellung von MEMS-Strukturen ist das Auftreten von Krümmungen, Aufwölbungen oder Rissen durch Schichteigenspannungen der verwendeten Materialien [74, 193]. In der Regel wird dieses Problem durch den Einsatz von Stresskompensierungsschichten gelöst. Nachteil dabei ist, dass solche zusätzlichen Schichten die physikalischen Eigenschaften, wie zum Beispiel die thermische Leitfähigkeit, und damit die Bauteilfunktion beeinflussen können. Im Falle vom AlN ist es möglich über die Prozessparameter Druck, Gaszusammensetzung beziehungsweise Gasfluss oder Substratkathodenleistung die intrinsische Schichtspannung des AlN-Films durch den Sputterprozess einzustellen [3, 63, 114, 132, 143]. Abbildung 2.13(a) zeigt, wie sich in Abhängigkeit des Substratpotentials die Schichteigenspannung von AlN verhält. Dabei ist es unerheblich, mit welchem Parameter das Substratpotential beeinflusst wird [63]. Die einfachste Methode ist dabei die direkte Einstellung über die Substratkathodenleistung.

Mit Hilfe des Substratpotentials erfolgt ein zusätzlicher Energieeintrag durch den Beschuss der AlN-Schicht mit positiven Ionen aus dem Plasma. Bei hohem negativen Substratpotential erhält man Filme die einen Druckstress aufweisen [63, 90, 130]. Die zusätzliche Energiezufuhr bewirkt eine Verdichtung der AlN-Schicht, welche sich in einem Druckstress manifestiert. Filme mit Zugstress treten auf, wenn das Substratpotential gering negativ beziehungsweise null ist. Vermutet wird, dass dieser Effekt durch Anziehungskräfte zwischen einzelnen, nicht miteinander in Kontakt befindlichen AlN-Körnern verursacht wird [121]. Der Einfluss des Substratpotentials und somit des Ionenbeschusses auf den longitudinalen Koeffizienten ist in Abbildung 2.13(b) zu sehen. Oberhalb einer scharf definierten

Schwellspannung nimmt der longitudinale Koeffizient stark ab, unabhängig vom variierten Sputterparameter. Unterhalb der Schwellspannung (-40 V bis -60 V) verhält sich der Koeffizient konstant [63]. Entscheidend ist anscheinend, dass die eingeprägte Gesamtenergie ausreichend ist, um ein kristallines und piezoelektrisches Wachstum zu fördern.

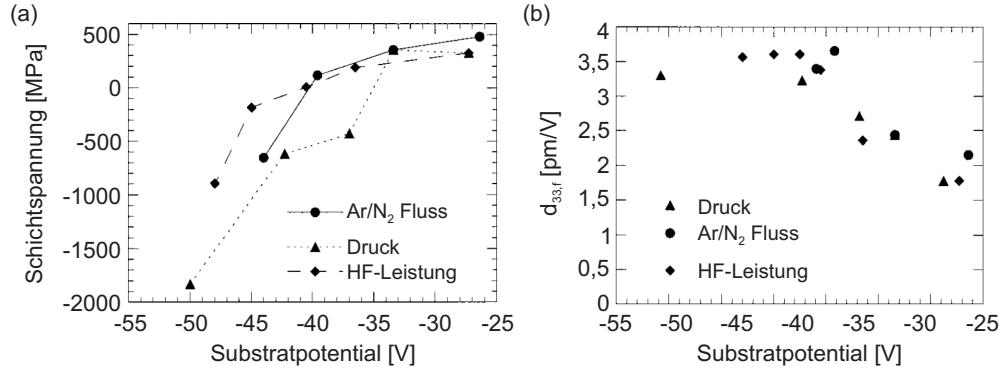


Abbildung 2.13.: (a) Schichteigenen Spannung von AlN-Filmen abgeschieden auf Pt in Abhängigkeit des Substratpotentials [63]. Die Einstellung des Substratpotentials erfolgte dabei über die Variation des Arbeitsdrucks ($1,3 \cdot 10^{-3}$ mbar, $2,7 \cdot 10^{-3}$ mbar, $4 \cdot 10^{-3}$ mbar, $5,3 \cdot 10^{-3}$ mbar, $6,7 \cdot 10^{-3}$ mbar), der Ar/N₂-Flussraten (0 sccm/20 sccm, 5 sccm/20 sccm, 10 sccm/20 sccm, 10 sccm/10 sccm) und der Substratkathodenleistung. (b) Longitudinaler piezoelektrischer Koeffizient $d_{33,f}$ von AlN-Filmen abgeschieden auf Pt in Abhängigkeit des Substratpotentials [63]. Die Einstellung des Substratpotentials erfolgte dabei über die Variation des Arbeitsdrucks, der Ar/N₂-Flussraten und der Substratkathodenleistung.

Schichtdicke

Eine weitere wichtige Größe für die piezoelektrische Aktivität von AlN-Filmen ist die Schichtdicke. Da das Wachstum von AlN-Filmen zu Beginn unterschiedliche Kristallorientierungen und Versetzung enthält, sind die ersten 50 nm bis 100 nm noch stark gestört [66]. Mit zunehmender Schichtdicke verbessert sich die Ausrichtung der AlN-Ebenen an die Wachstumsstartschicht, was sich in einer Abnahme in der Halbwertsbreite des (002)-Beugungsreflexes von AlN widerspiegelt und somit entsprechend in einer Verbesserung des longitudinalen Koeffizienten ausdrückt (Abb. 2.14).

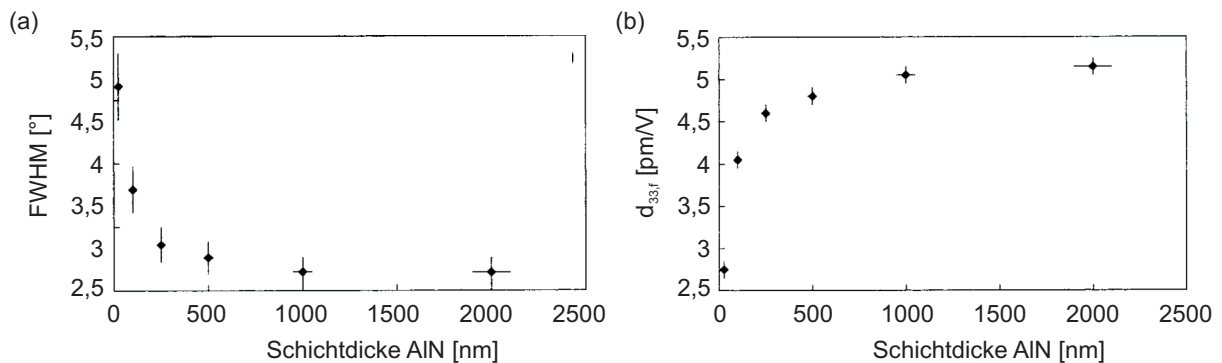


Abbildung 2.14.: Schichtdickenabhängigkeit (a) der Halbwertsbreite des (002)-Beugungsreflexes (FWHM) und (b) des longitudinalen piezoelektrischen Koeffizienten $d_{33,f}$ für AlN gewachsen auf Pt [152].

2.3. Magnetostriktion und metallische Gläser

In diesem Kapitel werden die Materialeigenschaften von amorphen metallischen Gläsern, insbesondere FeCoBSi-Legierungen, vorgestellt und Bezug auf die physikalisch-mathematischen Zusammenhänge genommen, welche in der Entwicklung von MEMS ME-Sensoren von Bedeutung sind.

2.3.1. Eigenschaften

Amorphe metallische Gläser sind Legierungen, welche keine kristalline Struktur aufweisen, jedoch eine metallische Leitfähigkeit besitzen. Metallische Gläser zeichnen sich durch hohe Härten, Korrosionsbeständigkeit und gute Festigkeiten bezogen auf normale Metalle aus [260]. Herausragende magnetische Eigenschaften besitzen vor allem Legierungen aus den Metallen Fe, Co und Ni sowie den Glasbildnern B und Si [161]. Werkstoffe dieser Art sind weichmagnetisch, besitzen hohe Permeabilitäten und bei geeigneter Zusammensetzung hohe Magnetostruktionskonstanten [87]. Zudem lassen sich metallische Gläser mit Dünnschichtverfahren aus der Halbleitertechnologie herstellen [86, 87].

Aufgrund ihrer Eigenschaften finden metallische Gläser vielfältigen Einsatz, zum Beispiel als Kerne für Förstersonden [27]. Für die Anwendung in ME-Sensoren sind die oben genannten Eigenschaften vor allem in eisenreichen FeCoBSi-Legierung nahezu ideal [86, 87].

2.3.2. Magnetismus

Zum besseren Verständnis der Arbeitsweise von FeCoBSi-Legierungen in ME-Sensoren ist es erforderlich, die grundlegenden Größen und Energieterme des Magnetismus kurz zu diskutieren. Eine ausführliche Beschreibung zum Magnetismus ist im Buch von M. Getzlaff „Fundamentals of Magnetism“ zu finden [81].

Magnetische Feldgröße

Die Ursache des Ferromagnetismus in Festkörpern liegt im Bahnmoment und Spin des um einen Atomkern kreisenden Elektrons [119]. Dabei kann die Bewegung des Elektrons als eine Art Kreisstrom verstanden werden, welcher ein magnetisches Moment zur Folge hat. Die Überlagerung der magnetischen Momente der Elektronenschale ergibt das resultierende magnetische Moment eines Atoms. Zudem existiert eine starke Wechselwirkung in Ferromagneten zwischen benachbarten Atomen, die zu einer parallelen Ausrichtung der atomaren magnetischen Momente führt. Die Ausrichtung der Momente findet in Kristallgebieten statt, welche durch Domänenwände voneinander getrennt sind. Diese Bereiche bezeichnet man als Weißsche Bezirke oder auch magnetische Domänen (Abb. 2.15(b) und 2.16). Innerhalb der Domänen sind die atomaren magnetischen Momente parallel ausgerichtet.

Die magnetische Antwort M eines Körpers auf ein externes magnetisches Feld H wird über die magnetische Suszeptibilität χ_s definiert [81]:

$$\chi_s = \frac{M}{H} \quad (2.14)$$

Die magnetische Flussdichte B beschreibt das Feldverhalten in einem Festkörper. Diese setzt sich aus dem externen Feld H und der Magnetisierung M des Festkörpers zusammen [81]:

$$B = \mu_0(H + M) = \mu_0(1 + \chi_s)H = \mu_0\mu_r H = \mu H \quad (2.15)$$

Dabei sind μ_0 die Vakuumpermeabilität, μ_r die relative Permeabilität und μ die Permeabilität der Probe. Ferromagnetische Werkstoffe zeichnen sich durch besonders hohe relative Permeabilitäten (10^1 – 10^6) aus [240]. Das heißt, in diesen Werkstoffen wird das äußere magnetische Feld enorm verstärkt.

Magnetische Hysterese

Das Verhalten der Magnetisierung eines ferromagnetischen Körpers im äußeren Feld H wird durch eine Hysterese-Kurve beschrieben (Abb. 2.15(a)). Die Magnetisierung weist einen nicht-linearen Verlauf in Abhängigkeit vom äußeren Feld H auf. Für hohe Felder befindet sich der Körper in Sättigung. Nachdem das Feld auf null zurückgefahren wurde, ist eine Restmagnetisierung der Probe vorhanden. Diese wird als remanente Magnetisierung M_R bezeichnet. Bei Umkehrung der Feldrichtung erfolgt eine Entmagnetisierung der Probe bei der Koerzitivfeldstärke H_C , um dann bei hohen Feldern wieder in Sättigung zu gehen. Der nicht-lineare Verlauf der Kurve erlaubt keine eindeutige Zuordnung einer globalen Permeabilität. Diese ist abhängig von der Vorgeschichte der Magnetisierung und der Feldstärke H . Die Bestimmung erfolgt in der Regel um den linearen Bereich der Koerzitivfeldstärke H_C herum.

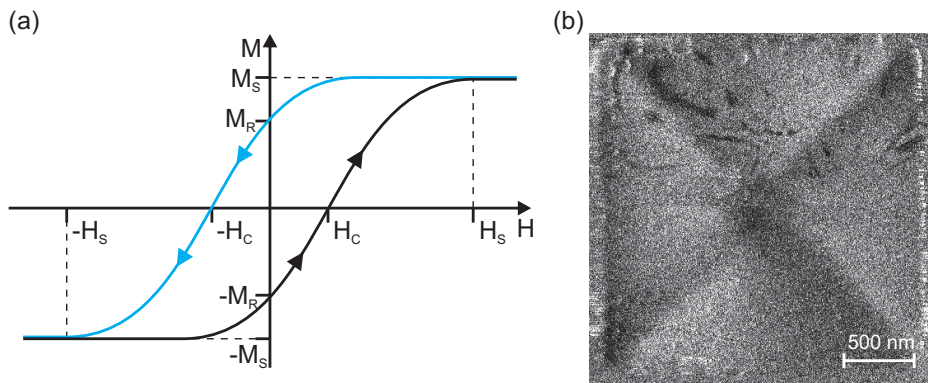


Abbildung 2.15.: (a) Schematische Darstellung einer Hysterese-Kurve (nach [136]). Die schwarze und die blaue Kurve entsprechen den jeweiligen Fahrtrichtungen des äußeren Feldes H . Ebenfalls eingezeichnet sind die charakteristischen Größen: Sättigungsmagnetisierung M_S , remanente Magnetisierung M_R , Sättigungsfeldstärke H_S und Koerzitivfeldstärke H_C . (b) Magnetkraftmikroskopie von Domänen einer weichmagnetischen quadratischen Probe [136]. Die Kontraständerungen entsprechen dabei Magnetisierungen in verschiedenen Richtungen. Der Übergang zwischen den Magnetisierungsrichtungen erfolgt über eine Domänenwand.

Magnetostriktion

1842 entdeckte J. P. Joule, dass sich die Form eines magnetischen Materials in Anwesenheit eines magnetischen Feldes ändert [110]. Dieser Effekt wird als Magnetostriktion bezeichnet. Die inverse Magnetostriktion, auch magnetoelastischer Effekt genannt, ent-

spricht der auftretenden Magnetisierung eines magnetischen Werkstoffes unter Einfluss einer mechanischen Spannung und wurde erstmals von E. Villari nachgewiesen [250].

Bei der Magnetostraktion wird in volumeninvariante und in gestaltinvariante Änderungen des magnetischen Körpers unterschieden [50]. Von technologischem Interesse ist die volumeninvariante Änderung, auch Gestaltungsmagnetostraktion genannt. Der Zusammenhang zwischen Magnetisierung und Formänderung ist in Abbildung 2.16 veranschaulicht.

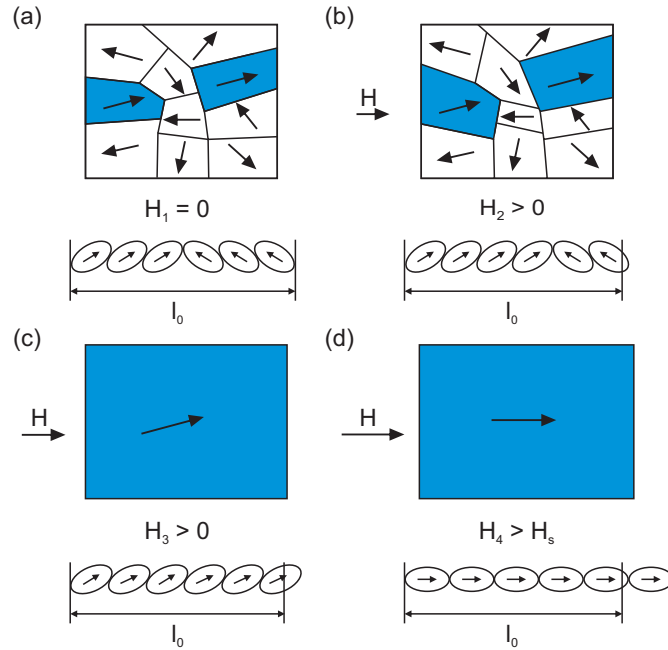


Abbildung 2.16.: Veranschaulichung der Magnetostraktion (nach [16]). Der obere Teil jedes Bildes beschreibt das makroskopische Verhalten des Körpers, während der untere Teil den Vorgang auf atomarer Ebene wiedergibt. In Abwesenheit eines äußeren magnetischen Feldes H und im entmagnetisierten Zustand sind die Magnetisierungen der Domänen statistisch verteilt (a). Beim Anlegen eines äußeren Feldes H fangen einzelne Domänen auf Kosten anderer an zu wachsen (b). Bei weiterer Erhöhung des äußeren Feldes H kommt es zur Rotation der Magnetisierung energetisch ungünstig orientierter Domänen in Feldrichtung (c). Wird die Sättigungsfeldstärke H_s überschritten, sind alle Momente in Feldrichtung ausgerichtet (d). Auf atomarer Ebene finden Drehprozesse der magnetischen Momente statt. Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung führt dies zu einer Drehung der Atomorbitale und daraus folgt eine Vergrößerung der Atomabstände. Dies wiederum bewirkt eine Dehnung des Körpers.

Ohne äußeres Feld H und im unmagnetisierten Zustand sind die Magnetisierungen der Domänen statistisch verteilt und der Körper ist magnetisch neutral. Beim Anlegen eines äußeren magnetischen Feldes H fangen energetisch günstigere Domänen auf Kosten energetisch ungünstigerer an zu wachsen und man erhält eine resultierende Magnetisierung M in Feldrichtung. Bei weiterer Erhöhung richten sich die energetisch ungünstigeren Gebiete in Richtung des äußeren Feldes H aus, bis alle Momente parallel zum Feld liegen. Dieser Zustand der Magnetisierung entspricht der Sättigungsmagnetisierung M_s .

Auf atomarer Ebene rotieren die atomaren magnetische Momente. Aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung findet gleichzeitig eine Drehung der Elektronenhüllen in Richtung des äußeren Feldes H statt. In Folge dessen wird der Atomabstand vergrößert oder verkleinert und es kommt zu einer Längenänderung des Körpers. Die Längenänderung $\Delta l = l_1 - l_0$ ergibt sich

aus der Differenz der Ursprungslänge l_0 ohne äußeres Feld H und der Länge l_1 , wenn sich die Probe im äußeren Feld H befindet. Daraus ergibt sich die Magnetostruktionskonstante λ zu:

$$\lambda = \frac{\Delta l}{l_0} \quad (2.16)$$

Der feldabhängige Verlauf der Magnetostraktion sowie deren Ableitung sind in Abbildung 2.17 für kommerziell erhältliches Metglas® 2605SA1 ($\text{Fe}_{85-95}\text{Si}_{5-10}\text{B}_{1-5}$) gezeigt [279]. Ausgehend vom Nullfeld nimmt die Magnetostraktion nichtlinear zu, um in einen quasilinearen Bereich mit größter Steigung überzugehen und letztendlich in Sättigung geht. Für die Anwendung in ME-Sensoren ist vor allem die Änderung der Magnetostraktion vom Magnetfeld von Interesse. Dies wird durch den piezomagnetischen Koeffizienten

$$d_m = \frac{\partial \lambda}{\partial H} \quad (2.17)$$

beschrieben, welcher der Ableitung der Magnetostraktion λ nach dem äußeren Feld H entspricht.

Der Punkt der größten Steigung wird über das magnetische Bias-Feld eingestellt, um so die maximale Feldempfindlichkeit zu erzielen. Für kleine und große Felder tritt nahezu keine Dehnung auf und der magnetostruktive Effekt verschwindet. Eine Übersicht typischer magnetostruktiver Materialien für ME-Sensoren mit einigen wichtigen Materialparametern ist in Tabelle 2.1 wiedergegeben.

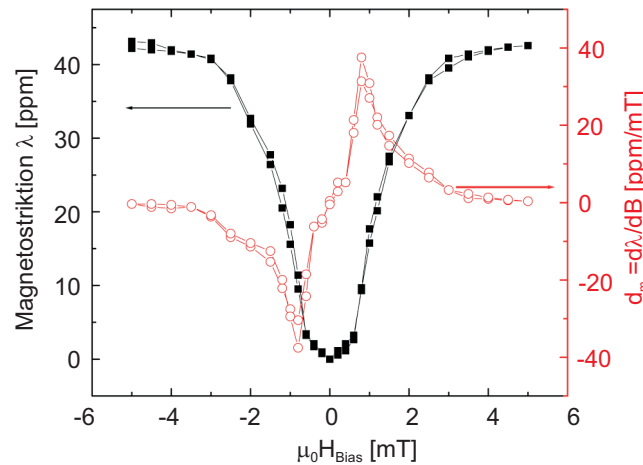


Abbildung 2.17.: Magnetostraktion und piezomagnetisches Verhalten (mit $B = \mu_0 H_{Bias}$) von Metglas® 2605SA1 ($\text{Fe}_{85-95}\text{Si}_{5-10}\text{B}_{1-5}$) [279].

Der zusätzliche Effekt der Magnetostraktion ergibt für die konstitutiven Gleichungen mechanische Spannung $\sigma_{i,j}$ und magnetische Flussdichte B_i [24]:

$$B_i = e_{ijk} \cdot \epsilon_{jk} + \mu_{ij} \cdot H_j \quad (2.18)$$

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \cdot \epsilon_{kl} - e_{kij} \cdot H_k \quad (2.19)$$

Wobei c_{ijkl} dem Steifigkeitstensor bei konstanten Magnetfeld, ϵ_{kl} der Dehnung, e_{kij} dem piezomagnetischen Tensor, μ_{ij} dem Permeabilitätstensor bei konstanter Dehnung und H dem Magnetfeld entsprechen. Die Indizes i, j, k und l geben die unterschiedlichen Raum-

richtungen an. Somit bewirkt ein externes äußeres Feld bedingt durch die Magnetostriktion eine mechanische Spannung im Material und umgekehrt kann eine Dehnung des Materials eine Magnetisierung hervorrufen. Hieraus geht ebenfalls hervor, dass eine Maximierung des piezomagnetischen Koeffizienten d_m beziehungsweise der entsprechenden Einträge des piezomagnetischen Tensors e_{kij} durch die Verwendung eines magnetischen Biasfeldes direkt auf die mechanische Spannung und dadurch auf die Empfindlichkeit von ME-Sensoren wirkt.

Energietерme

Die Energie eines magnetischen Systems ist abhängig von dessen mikromagnetischer Struktur. Im Gleichgewichtszustand versucht das System seine Energie zu minimieren in dem es eine bestimmte Magnetisierung \vec{M} annimmt. Im Folgenden wird anhand einer Energiebetrachtung das grundlegende magnetische Verhalten von ferromagnetischen Werkstoffen diskutiert [50, 51, 81, 119, 216].

Die hier wichtigen Energietерme eines magnetischen Systems sind die Zeeman-Energie E_Z , die magnetostatische Energie E_d , die magnetokristalline Anisotropieenergie E_k , die Spannungsanisotropieenergie E_s , die Energie der magnetischen Vorzugsrichtung E_a sowie hier nicht betrachtete weiteren Energietерme E_0 . Die Gesamtenergie ergibt sich durch Aufsummation der Energietерme zu:

$$E = E_0 + E_Z + E_d + E_k + E_s + E_a \quad (2.20)$$

Für amorphe, metallische Gläser in ME-Sensoren sind vor allem die Spannungsanisotropie, die Energie der magnetischen Vorzugsrichtung und eine verschwindende magnetokristalline Anisotropieenergie wichtige Terme.

Zeeman-Energie E_Z

Die Wechselwirkung der Magnetisierung \vec{M} mit dem äußeren Magnetfeld \vec{H} liefert die Zeeman-Energie oder auch potentielle Energie:

$$E_Z = \mu_0 \int_V \vec{H} \cdot \vec{M} \, dr^3 \quad (2.21)$$

Magnetostatische Energie E_d

Die Magnetisierung eines Ferromagneten erzeugt Dipolfelder, die ein magnetisches Feld \vec{H}_d bewirken. Das Dipolfeld \vec{H}_d ist dem äußeren Feld entgegengerichtet (Abb. 2.18(a)) und der Energiebeitrag

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{H}_d \cdot \vec{M} \, dr^3 \quad (2.22)$$

ergibt sich analog zur Zeeman-Energie. Der Faktor 1/2 in 2.22 berücksichtigt die Selbstwechselwirkung.

Ursache für das Dipolfeld ist die Ausbildung von magnetischen Oberflächenladungen σ_o . Der dadurch bedingte Einfluss der Probenform wird als Formanisotropie bezeichnet. Das Dipolfeld wirkt dem äußeren Feld entgegen $\vec{H}_i = \vec{H} - \vec{H}_d$ und führt zur Verringerung des Feldes

\vec{H}_i innerhalb der Probe. Spano *et al.* geben für eine $10 \times 0,16 \times \sim 0,003 \text{ cm}^3 \text{ Fe}_{81}\text{Si}_{3.5}\text{B}_{13.5}\text{C}_2$ -Schicht (Metglas® 2605SC) eine Demagnetisierungskorrektur von $\mu_0 H_d = 0,005 \text{ mT}$ für den zentralen Bereich der Schicht an [216]. Der Wert Demagnetisierungskorrektur hängt jedoch stark von der Probengeometrie ab.

Anschaulich lässt sich die Formanisotropie für eine dünne, lange Proben beschreiben (Abb. 2.18(b)). Eine Ausrichtung der Magnetisierung entlang der langen Achsen minimiert die magnetischen Oberflächenladungen und ist somit die bevorzugte Konfiguration.

Magnetokristalline Anisotropieenergie E_k

Die Abhängigkeit der magnetischen Energie von der Kristallstruktur eines Ferromagneten nennt man magnetokristalline Anisotropie. Die Magnetisierung richtet sich, aufgrund von Spin-Bahn-Wechselwirkungen entlang bestimmter Kristallachsen aus und minimiert dadurch die Energie des Systems. In amorphen Materialien existieren keine Kristallachsen anhand derer sich magnetische Momente ausrichten können. Somit besitzen solche Proben keine richtungsabhängige Kristallanisotropie.

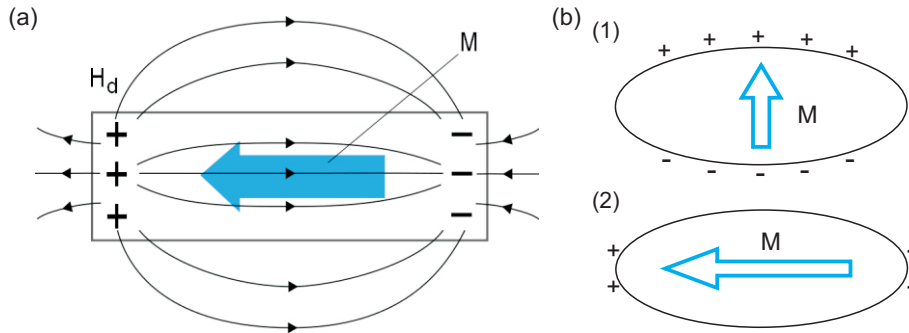


Abbildung 2.18.: (a) Darstellung einer homogen magnetisierten Probe. Durch die an den Enden entstehenden Pole (Ladungen) entsteht ein Feld \vec{H}_d , welches im Inneren des Körpers entgegen der Magnetisierung \vec{M} gerichtet ist. (b) Homogen magnetisierte längliche Probe mit Magnetisierung entlang einer kurzen und entlang der langen Achse (nach [5]). Im Fall (1) werden weniger Oberflächenladungen erzeugt als im Fall (2). Der Zustand (2) ist somit energetisch günstiger.

Energie der magnetischen Vorzugsrichtung E_a

Die Herstellung und Nachbehandlung eines magnetischen Materials ermöglichen es, magnetische Vorzugsrichtungen im Werkstoff zu induzieren [31, 124]. Dabei erfolgt die Einstellung der Domänenorientierung meist senkrecht zum gesättigten Zustand. Die Energie lässt sich im Falle uniaxialer Anisotropie beschreiben mit [216]:

$$E_a = K_a \cdot \sin^2 \nu \quad (2.23)$$

Wobei K_a die präparationsabhängige Anisotropiekonstante ist und ν dem Winkel zwischen Magnetisierung und Vorzugsrichtung entspricht. Die Einprägung der Vorzugsrichtung kann durch Erhitzen des Werkstoffes und anschließendem Abkühlen im äußeren magnetischen Feld erfolgen, was auch als Feldglühen bezeichnet wird [87, 213]. Dies geschieht bei Temperaturen die unterhalb der Curie-Temperatur liegen, aber hinreichend hoch sind, um Diffusionsvorgänge zu ermöglichen. Dabei findet eine magnetische Nahordnung der Atome statt. Diese

Nahordnung friert beim Abkühlen zur Raumtemperatur ein und bewirkt eine einachsige Anisotropie. Die Erzeugung von magnetischen Nahordnungen ist ebenfalls durch das Anlegen eines Magnetfeldes während des Schichtwachstums möglich [120]. Spano *et al.* haben für eine amorphe metallische $\text{Fe}_{81}\text{Si}_{3.5}\text{B}_{13.5}\text{C}_2$ -Schicht (Metglas[®] 2605SC), welche bei einer Glüh-temperatur von 389°C und einem Feld von größer 100 mT für 10 min behandelt wurden, eine präparationsabhängige Anisotropiekonstante von $K_a = 38 \text{ J/m}^3$ bestimmt [216].

Anschaulich lässt sich die Ursache anhand von binären, kristallinen Legierungen erklären, wie in Abbildung 2.19 gezeigt [124]. Der idealisierte Mischkristall besteht aus den zwei Gruppen von Atomen N und M in gleicher Menge. Im ungeordneten Zustand sind gleich viele X- wie Y-orientierte Bindungen vorhanden. Der Zustand verhält sich magnetisch isotrop, also wie ein Material mit keiner direkten Bindung im Falle isotroper Fernordnung. Bei Ausprägung einer magnetischen Nahordnung durch eine magnetfeldinduzierte Wärmebehandlung kommt es zu einer anisotropen Ausbildung von X- und Y-orientierten Bindungen.

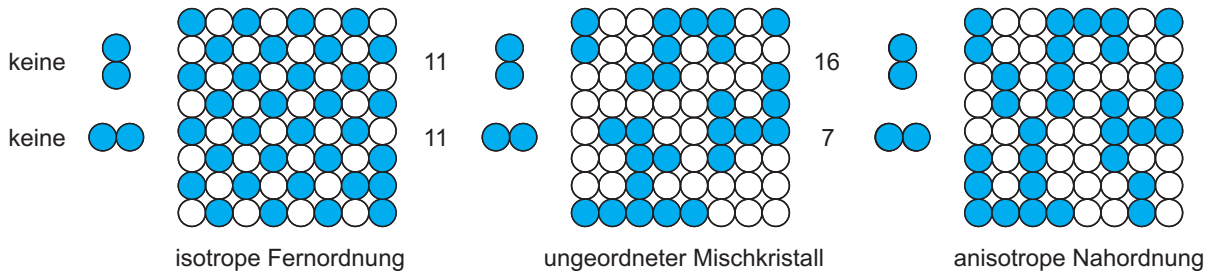


Abbildung 2.19.: Schematische Beschreibung der Entstehung magnetischer Nahordnung für binäre, kristalline Systeme (nach [70, 124]).

Spannungsanisotropie Energie E_s

Die Spannungsanisotropie entspricht dem magnetoelastischen Effekt beziehungsweise der Magnetostraktion. Diese beschreibt das Ausrichten der Magnetisierung entlang einer Vorzugsrichtung unter Druck- oder Zugstress im äußeren Feld. Die Energie lässt sich definieren als [31]

$$E_s = \frac{3}{2} \sigma \lambda_s \cos^2 \theta \quad (2.24)$$

und dabei entspricht λ_s der Sättigungsmagnetostraktion, σ der eingeprägten mechanischen Spannung und θ dem Winkel zwischen Magnetisierung M und Spannung σ (Abb. 2.20). Typische Werte der Magnetostraktion für metallische Gläser liegen bei $\lambda_s = 40 \text{ ppm}$ [279].

2.3.3. Schichtherstellung

Die Herstellung dünner amorpher Gläser ist mit unterschiedlichen Dünnschichtverfahren möglich. Hierzu gehören physikalische Abscheideverfahren, wie Aufdampfen, Plasmakathodenzerstäubung und Laserablation [87, 215, 235]. In dieser Arbeit hergestellte Schichten wurden mittels Magnetronspütern erzeugt, welches in Kapitel 2.2.2 erläutert wurde.

Die Beschreibung der Mikrostruktur erfolgt auch bei amorphen FeCoBSi-Schichten mit dem Strukturzonenmodell nach Thornton [236]. Für das Wachstum amorpher Schichten muss die Oberflächenbeweglichkeit und somit die Diffusionsstrecke der Adatome möglichst gering sein. Dies unterdrückt die Ausbildung einer Kristallstruktur, da es zu keiner Zusammenlagerung

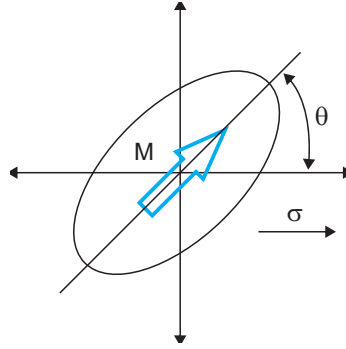


Abbildung 2.20.: Winkelbeziehung zwischen Magnetisierung M einer Domäne und durch das äußere magnetische Feld erzeugten mechanischen Spannung σ .

zu Nukleationszentren kommen kann. Diesen Bereich erhält man in der Regel bei Prozessen die ohne aktive Substratheizung und somit bei Raumtemperatur ablaufen [87].

Untersuchungen zu gesputterten FeCoBSi-Dünnschichten wurde durch Greve *et al.* durchgeführt [87], welche zum jetzigen Zeitpunkt als Stand der Technik gelten. Die abgeschiedenen Schichten wurden mittels Magnetronputtern unter Verwendung eines $[(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}]$ -Target bei $4 \cdot 10^{-3}$ mbar Ar-Arbeitsdruck und 200 W DC-Targetleistung abgeschieden. Während der Abscheidung wurde ein Magnetfeld von 10 mT parallel zur Filmebene angelegt, um eine magnetische Anisotropie im Film zu erzeugen (Abb. 2.21).

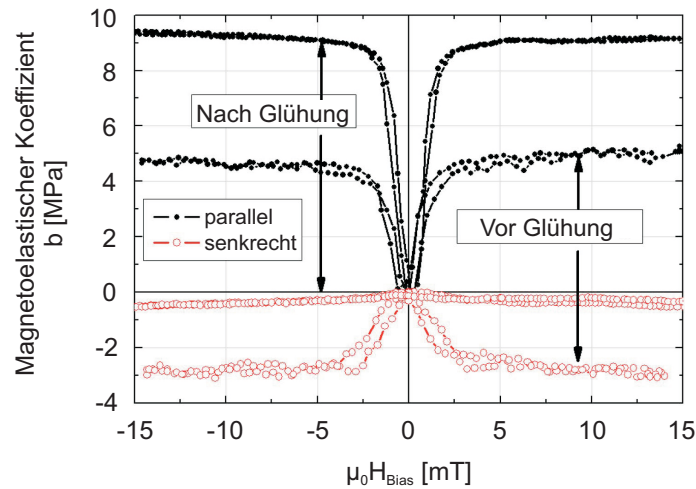


Abbildung 2.21.: Magnetoelastischer Kopplungskoeffizient b einer $1,75 \mu\text{m}$ dicken FeCoBSi-Schicht gesputtert auf einen $20 \times 3 \times 0,2 \text{ mm}^3$ Si-Biegebalken beschichtet mit $1,8 \mu\text{m}$ AlN und $0,3 \mu\text{m}$ Mo [87]. Gezeigt sind die Fälle nach der Abscheidung und nach einem zusätzlichen Feldglühen. Das Bias-Feld $\mu_0 H_{\text{Bias}}$ wurde parallel oder senkrecht zur langen Achse des Biegebalkens angelegt.

Die entwickelten Schichten besitzen nach der Abscheidung eine Sättigungsmagnetostriktion λ_s von 64 ppm auf und sind äußerst weichmagnetisch [87]. Diese weisen einen maximalen piezomagnetischen Koeffizienten bei einem äußeren Bias-Feld von $\mu_0 H_{\text{Bias}} = 0,6 \text{ mT}$ auf. Eine Post-Prozessierung durch ein Magnetfeldglühen (250°C , 230 mT , 15 min , 10^{-5} mbar) ermöglicht eine weitere Verstärkung der Anisotropie durch Verbesserung der Ausrichtung der leichten Achsen. Dies führt zu einem nahezu verschwindenden senkrechten Kopplungskoeffizienten und einer Steigerung der Sättigungsmagnetostriktion λ_s der parallelen Komponente auf 158 ppm.

2.4. Siliziumopferschichtätzen

2.4.1. Einleitung

Die Mikrosystemtechnik hat sich ausgehend von den Herstellungsverfahren der Mikroelektronik entwickelt und stellt auch im 21. Jahrhundert eine der Schlüsseltechnologien dar. Triebkraft ist hier die Miniaturisierung von optischen, fluidischen und mechanischen Systemen, um Kosten zu reduzieren, verstärkte Systemintegration zu erreichen und Leistungsverbesserung durch erhöhte Fertigungstoleranzen zu erzielen [145, 253].

Silizium hat sich bei der Herstellung von MEMS durch die guten mechanischen und einstellbaren elektrischen Eigenschaften sowie aufgrund der weitverbreiteten Verwendung in der Halbleiterfertigung als idealer Werkstoff erwiesen und findet als Substratmaterial sowie als Opferschicht in dieser Arbeit Verwendung.

Die Herstellung von MEMS lässt sich technologisch in Bulk-Mikromechanik und Oberflächenmikromechanik unterteilen. Diese Abgrenzung verliert jedoch zunehmend an Bedeutung.

Bulk-Mikromechanik

In der Bulk-Mikromechanik werden mechanisch aktive Elemente im Siliziumträgermaterial erzeugt [126]. Zur Erzeugung werden nass- und trockenchemische Ätzverfahren, wie das Kaliumhydroxid-Ätzen (KOH-Ätzen), verwendet [140, 148]. Ein Beispiel für eine solche Struktur ist in Abbildung 2.22 in Form einer Siliziummembran gezeigt. Solche Membranen finden unter anderem Einsatz in Drucksensoren [11].

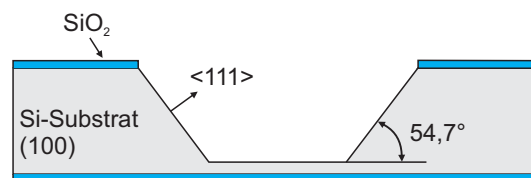


Abbildung 2.22.: Schematische Darstellung einer mittels Bulk-Mikromechanik erzeugten Si-Membran (nach [162]).

Oberflächenmikromechanik

Die mechanisch aktiven Strukturen werden bei der Oberflächenmikromechanik durch Schichtabscheidung erzeugt [140, 148]. Das Bulk-Si hat dabei nur die Funktion eines Trägermaterials. Grundlegend bei der Oberflächenmikromechanik ist das Aufbringen und Strukturieren von Opfer- und Funktionsschichten, wobei die Opferschichten in einem selektiven Ätzprozess wieder entfernt werden, um freitragende Strukturen zu erhalten (Abb. 2.23). Als Opferschichten eignen sich Siliziumdioxid (SiO_2) und Si. Zur Entfernung werden in der Regel gasförmige Reaktionsmedien, wie Xenondifluorid (XeF_2) für Si [162] und Fluorwasserstoff (HF) im Falle von SiO_2 [179], verwendet. Gasförmige Medien besitzen im Gegensatz zum Nassätzen den Vorteil, dass keine Kapillarkräfte auftreten und ein Festkleben (engl. sticking) der freien Strukturen nicht auftritt [184]. Um diesen Vorgang bei nasschemischen Prozessen zu unterbinden, sind spezielle Trocknungsvorgänge nötig [197, 184]. Hier wird üblicherweise Wasser gegen Flüssigkeiten mit geringer Oberflächenspannung ausgetauscht.

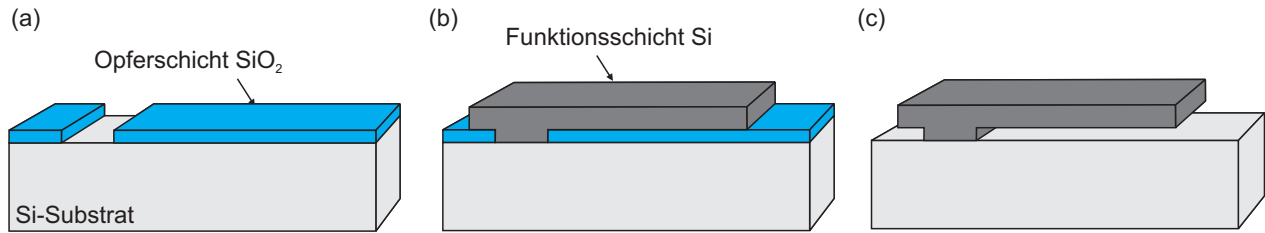


Abbildung 2.23.: Schematische Darstellung des Herstellungsablaufs für freitragende Strukturen in der Oberflächenmikromechanik (nach [162]). Zu sehen ist die Abscheidung als auch Strukturierung von (a) Opferschicht und (b) Funktionsschicht sowie (c) die selektive Entfernung der Opferschicht.

In dieser Arbeit kommen eine Vielzahl von MEMS-Prozessen zum Einsatz und eine Beschreibung aller Einzelprozesse ist deshalb nicht möglich. Hierfür wird auf einschlägige Fachliteratur von M. J. Madou „Fundamentals of Microfabrication“ [148] oder V. Lindroos „Handbook of Silicon Based MEMS Materials and Technologies“ verwiesen [140]. In den beiden folgenden Kapiteln wird lediglich auf die Kernprozesse, die in der ME-Sensorherstellung untersucht und entwickelt wurden, näher eingegangen. Die Kernprozesse umfassen dabei die Entwicklung eines hermetischen Verkapselungsprozesses auf Waferebene und das Freiätzen von ME-Biegebalken mit Si-dotiertem Tetramethylammoniumhydroxid (TMAH) und XeF₂-Gasphasenätzen.

In diesem Kapitel erfolgt die Vorstellung der Eigenschaften von ein- und polykristallinem Si und die Mechanismen sowie typische Anwendungen beim Opferschichtätzen mit XeF₂ und TMAH.

2.4.2. Mono- und polykristallines Silizium

Monokristallines Silizium

Silizium ist ein vierwertiges Element und kristallisiert in eine Diamantstruktur. Jedes Atom ist dabei tetraedisch von vier Nachbaratomen umgeben (Abb. 2.24) [119, 148]. Die Definition der Kristallrichtungen und Ebenen erfolgt über Millersche Indizes [119]. Für das anisotrope nasschemische Ätzen von Si sind die (100)-, (110)- und (111)-Ebenen von besonderer Bedeutung (Abb. 2.25).

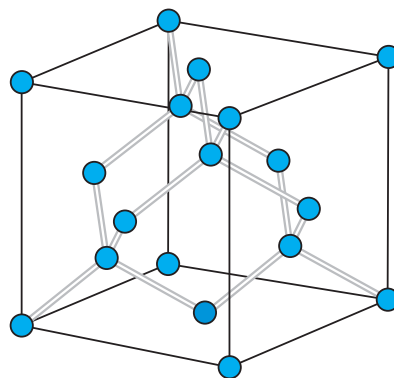


Abbildung 2.24.: Darstellung der Kristallstruktur von Si (nach [119]). Si-Atome sind in blau dargestellt.

Polykristallines Silizium

Zur Herstellung von polykristallinen Si-Schichten mit Dicken von einigen 10 μm wird ein chemischer Gasphasenabscheidungsprozess (engl. chemical vapour deposition, CVD) unter Einsatz eines Epitaxiereaktors verwendet [97]. Aus diesem Grund bezeichnet man die hergestellten Schichten auch als epitaktisches Polysilizium, kurz Epi-Poly, was der eigentlichen Definition der Epitaxie widerspricht [225]. Mit diesem Verfahren lassen sich Si-Schichten auf verschiedensten Untergründen, meist SiO_2 , abscheiden.

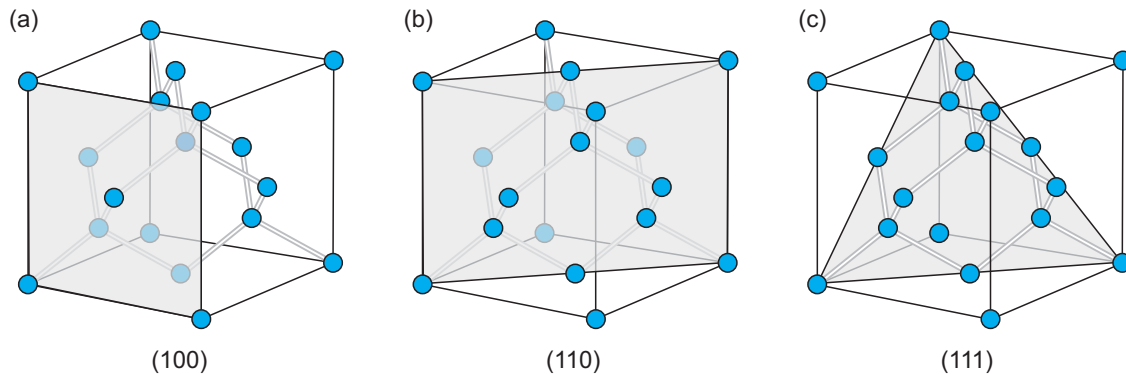
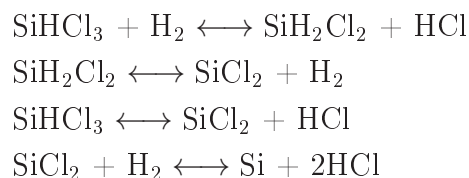


Abbildung 2.25.: Lage der (100)-, (110)-, (111)-Kristallebenen (graue Ebenen) in der Einheitszelle des Si-Gitters (nach [119]).

Der Wachstumsprozess findet bei Substrattemperatur von circa 1100 $^{\circ}\text{C}$ unter Zugabe der Prozessgase Trichlorsilan SiHCl_3 (oder Dichlorsilan Si_2HCl_2) und Wasserstoff H_2 bei atmosphärischen oder subatmosphärischen Drücken statt. Der Reaktionsvorgang kann in mehrere Teilschritte zerlegt werden [225]:



Das Schichtwachstum kann dabei in zwei Phasen unterteilt werden. In der ersten Phase entsteht eine ungeordnete Keimschicht. Auf dieser bilden sich einkristalline Körner, die in der zweiten Phase eine säulenartige Schichtstruktur ausbilden (Abb. 2.26) [78, 196].

Bedingt durch das Kornwachstum und die großen Schichtdicken der Epi-Poly-Schichten kommt es zur Ausbildung einer ausgeprägten Oberflächenrauigkeit von mindestens 3 % der Schichtdicke [144]. Folgeprozesse, wie die Fotolithographie, können nicht direkt angewandt werden, weshalb eine Planarisierung der Oberfläche durch chemisch-mechanisches Polieren (engl. chemical-mechanical polishing, kurz CMP) erfolgt [140]. Dabei wird eine Rauigkeit von $R_a = 5 \text{ nm}$ erreicht [266].

2.4.3. Isotropes Gasphasenätzen mit Xenondifluorid

Xenondifluorid ist unter Normalbedingungen ein kristalliner Feststoff und fängt bei Raumtemperatur und einem Dampfdruck von 600 Pa an zu sublimieren [232]. Kommt gasförmiges

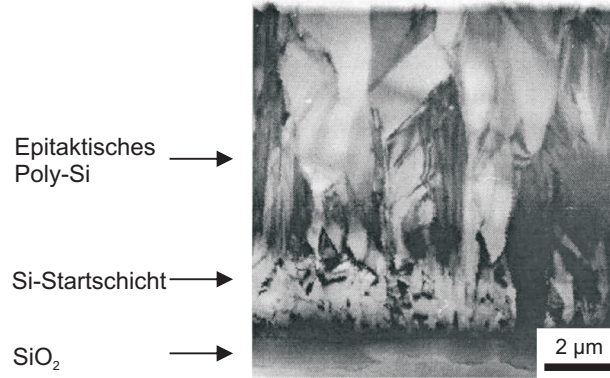


Abbildung 2.26.: TEM-Aufnahme einer Epi-Poly-Schicht. Zu erkennen ist die säulenartige Schichtstruktur [196].

XeF_2 mit Si in Kontakt führt dies zu einer spontanen Ätzreaktion. Die Ätzung von Si erfolgt bei Raumtemperatur isotrop [223]. Die globale Reaktionsgleichung ergibt sich zu [267]:



Der Ätzvorgang teilt sich in mehrere Einzelschritte auf und ist in Abb. 2.27(a) skizziert.

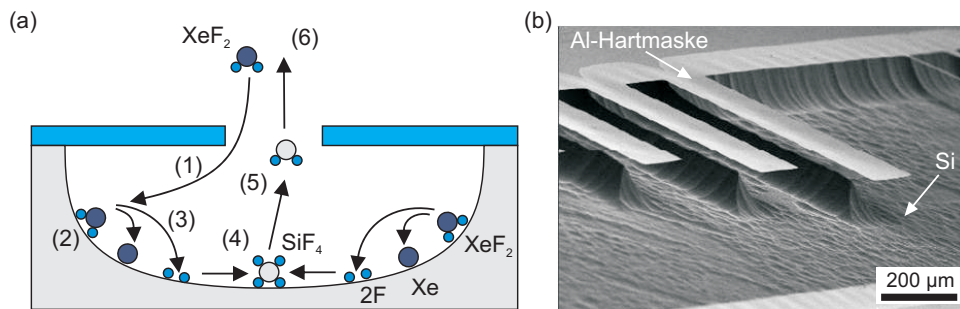


Abbildung 2.27.: (a) Ablauf des Ätzvorganges von Si mit XeF_2 : (1) Diffusion von XeF_2 -Molekülen zur Oberfläche hin, (2) Adsorption von XeF_2 -Molekülen, (3) Dissoziation der XeF_2 -Moleküle, (4) Reaktion von F-Atomen mit Si, (5) Desorption der Ätzprodukte und (6) Abtransport in der Gasphase (nach [162]). (b) REM-Aufnahme von unterätzten Al-Balkenstrukturen, welche mittels XeF_2 -Gasphasenätzen freigestellt wurden [13].

Im ersten Schritt diffundieren XeF_2 -Moleküle zur Si-Oberfläche hin, um von dieser adsorbiert zu werden (Schritt 2). In Schritt 3 dissoziieren die XeF_2 -Moleküle, woraufhin das frei gewordene Fluor (F) mit dem Si reagiert (Schritt 4). Schlussendlich kommt es im fünften und sechsten Schritt zur Desorption der Reaktionsprodukte und deren Abtransport in der Gasphase. Erwähnt sei, dass der vollständige Reaktionsmechanismus deutlich komplexer, aber dieser für die praktische Anwendung nicht weiter von Bedeutung ist [142, 254, 274].

Abbildung 2.27(b) zeigt freigestellte Al-Balkenstrukturen, welche mittels XeF_2 -Gasphasenätzen unterätzt wurden. Deutlich zu erkennen ist die Unterätzung der Hartmaske und die runden Seitenflanken der Ätzgrube durch das isotrope Ätzprofil von XeF_2 [223].

XeF_2 hat im Bereich der Mikrosystemtechnik in den letzten Jahren verstärkt Einzug erhalten [41, 162, 218, 241, 261]. Insbesondere die Verwendung in Verbindung mit Poly-Si

als Opferschicht bietet vielfältige Möglichkeiten. Hiermit ist die Integration vertikaler und lateraler SiO₂-Stoppschichten zur Freistellung von funktionalen Strukturen von Beschleunigungssensoren bis hin zur Dünnschicht-Verkappung von Bauelementen mit frei beweglichen Elementen möglich [162]. In Abbildung 2.28 ist dies im Falle der Herstellung einer Kappenstruktur gezeigt. Die Sensorstrukturen und die Kappenschicht sind durch Oxidpassivierungen vor dem Angriff durch XeF₂ geschützt und erlauben ein selektives entfernen der Epi-Poly-Opferschicht (Abb. 2.28(b)).

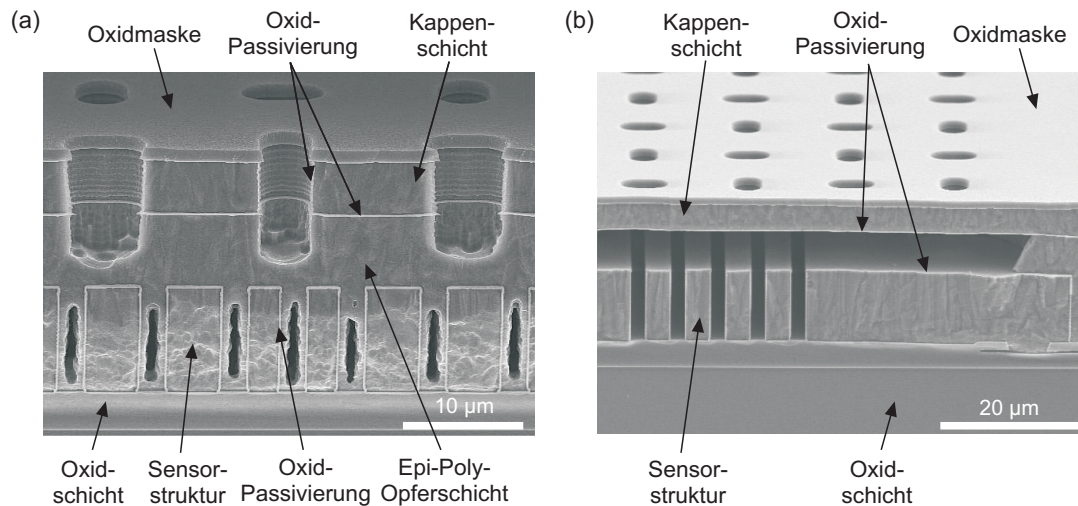


Abbildung 2.28.: REM-Aufnahmen des Querschnitts einer Kappenstruktur zur Herstellung einer Dünnschicht-Verkappung [162]. (a) Sensorstrukturen und Kappenschicht sind durch passivierende Oxidschichten vor dem Angriff durch XeF₂ geschützt. Die Epi-Poly-Opferschicht hingegen liegt ungeschützt vor. (b) Kappenstruktur nach der Entfernung der Epi-Poly-Opferschicht durch XeF₂-Gasphasenätzen. Sensorstrukturen und Kappenschicht sind nicht angegriffen.

2.4.4. Anisotropes Nassätzen mit Tetramethylammoniumhydroxid

Beim Ätzen von einkristallinem Si mit TMAH wird das Substrat in die flüssige Ätzlösung getaucht. Der Austausch von Produkten und Edukten der chemischen Reaktion findet dabei in der flüssigen Phase statt.

TMAH ist eine quartäre Ammoniumverbindung mit der Summenformel C₄H₁₃NO [39]. Die zugehörige Strukturformel ist in Abbildung 2.29 gezeigt [39].

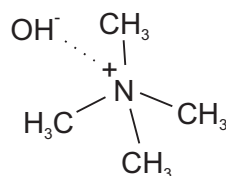
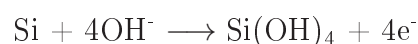


Abbildung 2.29.: Strukturformel von TMAH.

Beim TMAH-Ätzen erfolgt der Abtrag der Si-Atome durch OH⁻-Ionen in der stark alkalischen Ätzlösung (pH > 11). Die vereinfachte Reaktionsgleichung ergibt sich zu [148]:



Eine Besonderheit bei der Si-Ätzung in TMAH ist die stark ausgeprägte Anisotropie der Ätzrate in Abhängigkeit der Kristallebenen [248, 228]. Ursache hierfür sind die unterschiedlichen Bindungsenergien der Si-Atome für die verschiedenen Kristallebenen. Die Ätzraten der (111)-, (100)-, (110)-Ebenen stehen im Verhältnis von ungefähr 1:50:100 [140]. Die stabilen (111)-Ebenen wirken somit als Stoppschichten für die Ätzung. Je nach Orientierung der Substratoberfläche bildet sich ein charakteristisches Ätzbild aus (Abb. 2.30). (111)-orientierte Substratoberflächen werden nahezu nicht angegriffen, während (100)-orientierte Wafer Pyramiden mit (111)-Flächen ausbilden. (110)-orientierte Substrate weisen senkrechte Gräben mit (111)-Seitenflächen auf.

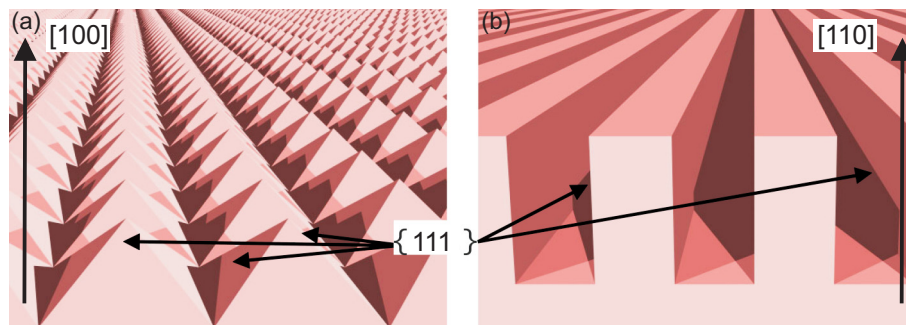


Abbildung 2.30.: Schematische Darstellung der sich ausbildenden Ätzstruktur unterschiedlich orientierter Siliziumoberflächen ((a) (100) und (b) (110)) in TMAH [163].

Als Masken werden Siliziumnitrid (Si_3N_4) und SiO_2 verwendet [163]. Durch geeignete Orientierung und Form der frei zu ätzenden Strukturen lassen sich Maskenstrukturen definiert unterätzen (Abb. 2.31(a)).

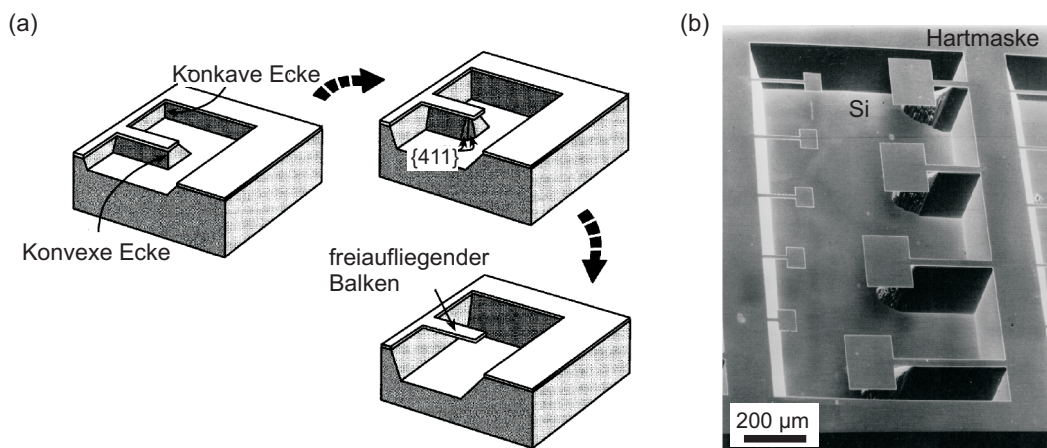


Abbildung 2.31.: (a) Schematische Darstellung der Unterätzung von Maskenstrukturen (100)-orientierter Si-Oberflächen durch TMAH [149]. Der Einbruch der sich ausbildenden Balkenstruktur erfolgt an den konvexen Ecken durch Angriff von {411}-Netzebenen. Die Unterätzung erfolgt bis die (111)-Ebene des Grubenrandes erreicht ist. (b) REM-Aufnahme von teilweise unterätzten Balkenstrukturen [49].

Eine Unterätzung der Maskenstruktur erfolgt durch den chemischen Angriff von {411}-Netzebenen [252]. Die (111)-Ebenen bilden bei (100)-orientierten Wafer dabei einen festen Ätzstopp und sorgen im Falle von Biegebalken für eine definierte Einspannung. In Ab-

bildung 2.31(b) ist eine REM-Aufnahme von teilweise freigestellten Balkenstrukturen gezeigt. Deutlich zu erkennen ist die Ausbildung der charakteristischen Ätzgrube mit (111)-Grubenflanken und das Unterätzen der Balkenstrukturen von den konvexen Ecken her.

Um die Vorteile der anisotropen Ätzcharakteristik von TMAH für kristallines Si [140, 148] bei AlN beschichteten Wafern zu nutzen, ist es erforderlich die ebenfalls vorhandene Ätzrate von AlN in TMAH zu unterdrücken [114]. Für Aluminium (Al) ist bekannt, dass eine Anreicherung des TMAH mit Si den Angriff durch das TMAH hemmt [185, 227, 228, 232]. Abbildung 2.32 zeigt die Abhängigkeit der Al-Ätzrate in TMAH von der Menge gelösten Si. Mit zunehmender Si-Konzentration nimmt die Al-Ätzrate ab und verschwindet nahezu. Schankenberg *et al.* berichteten das Al-Filme mit einer passivierenden Silikatschicht bedeckt werden und der Ätzangriff dadurch verhindert wird [204]. Darüber hinaus verringert die Dotierung des TMAH den pH-Wert und führt zur Abnahme der SiO₂-Ätzrate [135]. Eine Verringerung der AlN-Ätzrate durch Si-Dotierung von TMAH wurden durch Fujitsuka *et al.* [77] als auch durch Yan und Mitarbeitern beobachtet [273]. Der genaue Effekt hierbei ist bisher unklar. Es wird vermutet, dass ebenfalls eine Passivierung der Oberfläche dafür verantwortlich ist.

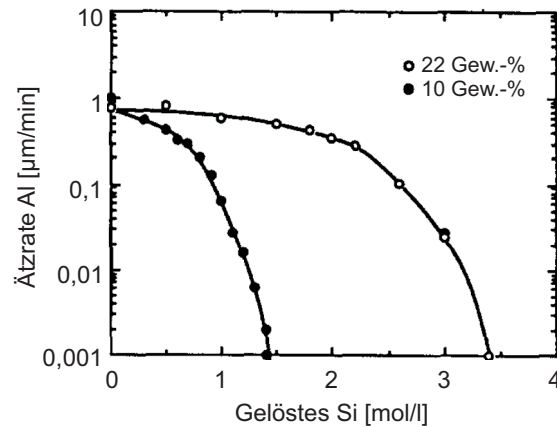


Abbildung 2.32.: Ätzrate von Al in TMAH (10 Gew.-% und 22 Gew.-% bei 80 °C) in Abhängigkeit des gelösten Si [227].

2.5. Verkapselung auf Waferebene

2.5.1. Einleitung

Die Verkapselung von MEMS auf Waferebene (engl. wafer-level packaging, kurz WLP), auch Waferbonden genannt, meint im engeren Sinne das Verbinden von Halbleiter- oder Glaswafern. Ziel ist es, die komplexen Eigenschaften eines MEMS-Bauelements hinsichtlich folgender Punkte zu ergänzen:

- Herstellung einer internen Arbeitsatmosphäre
- Schutz gegen äußere Einflüsse
- Vervollständigung des Systems als Funktionselement
- Kosteneinsparung durch Multiple-Chip-Prozessierung

Hierfür stehen eine Vielzahl an Waferbondtechnologien zur Verfügung die entsprechend der Anforderungen an die Anwendung ausgewählt werden. Die Auswahl ist in der Regel nur als Kompromiss unter Betrachtung des Gesamtprozesses und der Anwendung möglich. Eine Übersicht der Bondtechnologien ist in Abbildung 2.33 gezeigt und eine ausführliche Beschreibung in [140] zu finden.



Abbildung 2.33.: Übersicht verschiedener Waferbondtechnologien geordnet nach der Art der Verbindungsbildung.

Zu Beginn des Bondprozesses werden Bodenwafer und Deckelwafer zueinander ausgerichtet (Abb. 2.34). Der Bodenwafer besitzt meist die aktiven MEMS-Strukturen, während der Deckelwafer in der Regel Kavitäten zum Aufnehmen von aktiven Strukturen des Bodenwafers

enthält. Mit Hilfe eines Bondmaterials werden beide Wafer unter Druck, Temperatur und gegebenenfalls einer elektrischen Spannung verbunden. Abschließend erfolgt die Vereinzelung durch Sägen von Kappen- und Bodenwafer.

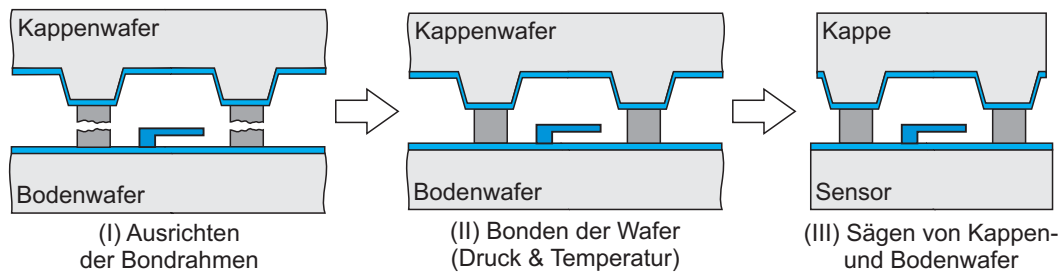


Abbildung 2.34.: Allgemeine Beschreibung eines Waferbondprozesses mittels Bondzwischen-schichten (nach [263]).

Der Grund für die Verkapselung von ME-Sensoren ist einerseits der Schutz der empfindlichen ME-Biegebalken gegen Umwelteinflüsse und andererseits die Erzeugung einer definierten Arbeitsumgebung in Form eines Vakuums. Aufgrund der Reduzierung der Luftreibung sind hohe Güte [134] und somit hohe ME-Antworten zu erwarten. Um den Entwicklungsaufwand zu minimieren ist es im Vorwege wichtig, die Randbedingungen für den Bondprozess zu bestimmen und daraufhin die entsprechende Bondtechnologie zu wählen. Die resultierenden Anforderungen zu Beginn der Arbeit waren:

- Erzeugung einer hermetisch dichten Verbindung zur Vakuumverkapselung
- Bondtemperaturen kleiner 350 °C, idealerweise 250 °C
- Elektrischen Zugang zum ME-Komposit ermöglichen
- Ausgleich von Topographien (z. B. über Leiterbahnen)
- Hohe Wiederaufschmelztemperatur für die optionale Integration eines Getters oder zur Ermöglichung einer nachgeschalteten Magnetfeldglühung

Niedrige Bondtemperaturen (<350 °C) und kurze Bondzeiten von einigen zehn Minuten sind notwendig um das eingeprägte thermische Budget zu minimieren. Damit soll eine Kristallisation der zu verwendenden amorphen $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Legierung vermieden und der Verlust der magnetostriktiven Eigenschaften verhindert werden [213]. Zudem ist der Ausgleich von Topographien auf dem Wafer durch die Bondverbindung von Vorteil, wodurch sich die Komplexität der Sensorherstellung verringert, da eine zusätzliche Integration von Planarisierungsschichten nicht erforderlich ist.

Aufgrund der Randbedingungen kommen nur Bondtechnologien mit Zwischenschichten in Frage (Abb. 2.33). Im Folgenden sollen diese Verfahren kurz vorgestellt und die wichtigsten Vor- und Nachteile aufgeführt werden.

2.5.2. Waferbonden mit Zwischenschichten

Das Verbinden von Wafern erfolgt bei diesen Technologien selektiv in definierten Gebieten, den sogenannten Bondrahmen. Dabei handelt es sich meist um rechteckige Rahmen

bestehend aus dem Bondmaterial, welche aktive MEMS-Bereiche und deren Kavitäten umschließen. Eine Gemeinsamkeit aller Verfahren ist, dass die Fügung durch Zusammenpressen der Bondrahmen von Boden- und Deckelwafer unter Einfluss von Temperatur erfolgt. Je nach verwendetem Fügematerial und Art der Verbindungsentstehung unterscheidet man zwischen Diffusionsbonden, Glaslotbonden, Lotbonden, eutektischem Bonden und transientem Flüssigphasen-Bonden (engl. transient-liquid-phase bonding, TLP bonding). Eine schematische Übersicht der Bondverfahren und der Verbindungsvorgänge ist in Abb. 2.35 dargestellt.

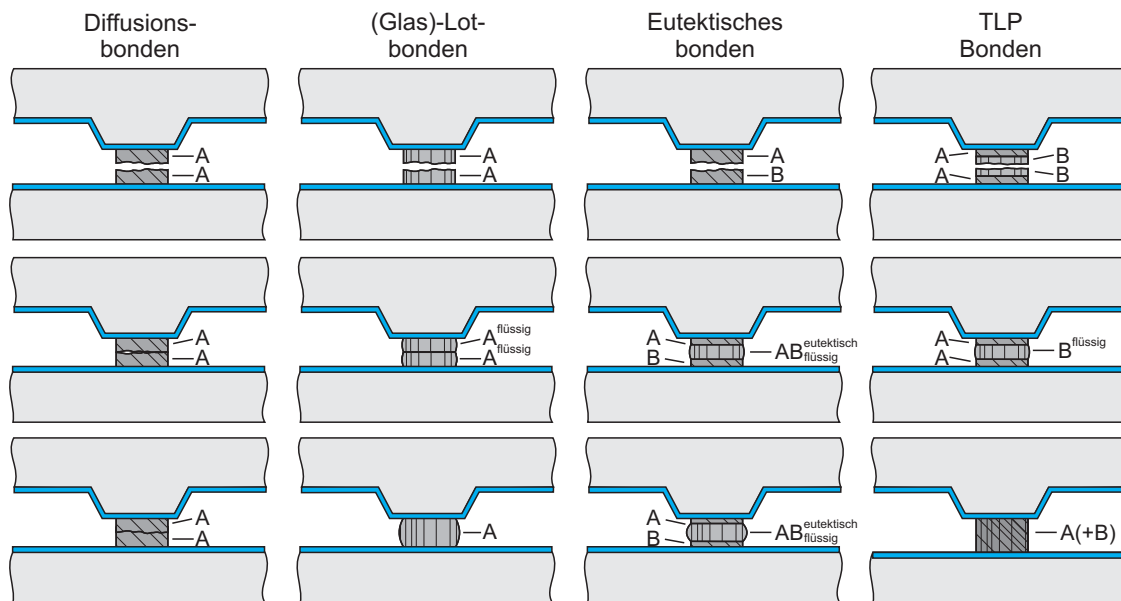


Abbildung 2.35.: Übersicht von Bondmethoden unter Verwendung von Zwischenschichten. Schematisch dargestellt ist der Verbindungsvorgang: (1) Ausrichtung, (2) Zusammenpressen und Aufheizen, (3) Abkühlung und Erstarrung der Verbindung (nach [140]).

Diffusionsbonden

Für das Diffusionsbonden werden zwei Metallbondrahmen unter hohem Druck und bei Temperaturen von 200 °C bis 500 °C zusammengepresst [69, 140]. Durch Festkörperdiffusion kommt es zum Verschweißen der Grenzflächen. Üblicherweise werden Metalle mit hohem Schmelzpunkt, wie Gold oder Kupfer, als Bondmaterial gewählt. Die Aufschmelztemperatur solcher Verbindungen entspricht dabei der Schmelztemperatur des Bondmaterials. Problematisch ist, dass aufgrund des fehlenden Aufschmelzvorgangs Topographieunterschiede nur geringfügig ausgeglichen werden können. Zudem sind äußerst saubere, reine Oberflächen notwendig, um die Diffusionsbewegungen der Atome nicht zu hemmen. Vorteilhaft bei diesem Verfahren ist die einfache Prozessführung der Bondzwischen-schichtherstellung, die möglichen hohen Wiederaufschmelztemperaturen im Bereich des Bondmaterialschmelzpunktes und die niedrigen Bondtemperaturen von 200 °C.

Lotbonden

Das Lotbonden erfolgt unter der Verwendung eines niedrig schmelzenden Metalls, wie Zinn (Sn) oder Indium (In) [140, 219]. Beim Aufschmelzen des Metalls erfolgt die beidseitige

Benetzung. Die Vorteile hierbei sind der Ausgleich von Topographieunterschieden und die niedrigen Prozesstemperaturen von unter 250 °C. Nachteilig sind die Wiederaufschmelztemperatur im Bereich der Schmelztemperatur und die relativ geringen mechanischen Festigkeiten solcher Verbindungen.

Glaslotbonden

Beim Glaslotbonden wird eine niedrig schmelzende Blei-Glaspaste mittels Siebdruckverfahren meist auf den Kappenwafer aufgebracht [123, 140]. Dabei durchläuft der Wafer mehrere Aufheizprozesse, um das Glaslot umzuschmelzen. Während des Waferbondens wird das Glaslot auf Temperaturen um die 450 °C erhitzt. Dabei schmilzt das Glaslot, verflüssigt sich und benetzt den Bodenwafer wie auch Kappenwafer. Beim Abkühlen erstarrt das flüssige Glaslot und bildet eine hermetisch dichte Verbindung zwischen Kappen- und Bodenwafer aus. Vorteile dieses Verfahrens sind die relativ einfache Prozessführung, da keine lithographischen Schritte und Strukturierungsprozesse benötigt werden, sowie die Eigenschaft, dass Glas ein elektrischer Isolator ist. Es ist folglich keine zusätzliche Integration einer elektrischen Isolationsschicht zwischen Bondrahmen und Leiterbahnen notwendig. Darüber hinaus können Topographieunterschiede aufgrund des Aufschmelzvorgangs gut ausgeglichen werden. Der Nachteil hierbei ist die relative hohe Bondtemperatur von 450 °C und der große Platzbedarf des Bondrahmens von mehr als 500 μm .

Eutektisches Bonden

Für das eutektische Bonden werden Bondrahmen in eutektischer Zusammensetzung oder als Schichtsystem, welches während des Legierens die eutektische Zusammensetzung annimmt, aufgebracht [259, 268]. Weit verbreitet sind Verbindungen aus Gold-Silizium (Au-Si) und Gold-Zinn (Au-Sn). Die Bondtemperaturen liegen hier 20 K bis 30 K über der eutektischen Schmelztemperatur von 363 °C für das (Au-Si)-Eutektikum beziehungsweise 280 °C für das (Au-Sn)-Eutektikum [140]. Hierbei entstehen hermetisch dichte Verbindungen von hoher Qualität. Problematisch sind die niedrige Wiederaufschmelztemperatur und die Anforderung an die Abscheidung für eine eutektische Zusammensetzung.

Transientes Flüssigphasen-Bonden

Bei dieser Methode ist ein niedrigschmelzendes Metall, meist Sn oder In, von einem hochschmelzenden Metall, wie Au, umgeben [29, 96, 140, 264, 265]. Beim Erhitzen über die Schmelztemperatur des niedrigschmelzenden Metalls verflüssigt sich die Zwischenschicht und benetzt das umgebende Grundmetall. Bei der Reaktion zwischen den beiden Metallen kommt es zur Ausbildung von intermetallischen Phasen (engl. intermetallic compound, IMC) oder Legierungen und aufgrund von Konzentrationsverschiebungen im Phasendiagramm zur Erstarrung der Schmelze. Dieses Verfahren vereint die oben genannten Anforderungen wie niedrigen Bondtemperaturen von kleiner 250 °C, Ausgleich von Wafertopographie, hoher Wiederaufschmelzpunkt und hermetisch dichte Bondverbindung. Einziger Nachteil ist das komplexere Zusammenspiel von Materialreaktionen, welche eine Entwicklung aufwendiger machen.

Es zeigt sich, dass hinsichtlich der Anforderungen aus Kapitel 2.5.1 das TLP-Bonden am geeignetsten erscheint und in dieser Arbeit zur Verkapselung verwendet wurde. Nachfolgend erfolgt daher eine ausführlichere Betrachtung des TLP-Prozesses.

2.5.3. Transientes Flüssigphasen-Bonden

Der TLP-Bondprozess lässt sich in 4 Phasen unterteilen [146, 147, 246]. In der ersten Phase werden die Metallschichten in Kontakt miteinander gebracht und aufgeheizt (Abb. 2.36). Während des Aufheizens kommt es zur Festkörperdiffusion zwischen dem Grundmetall und der Zwischenschicht. In Phase 2 schmilzt die Zwischenschicht und benetzt die Grundmetalle. Es findet eine fest-flüssig Diffusion zwischen Grundmetall und Zwischenschicht statt. Unter Ausbildung von intermetallischen Phasen oder Legierungen kommt es zur isothermen Erstarrung (Phase 3). Weitere Wärmezufuhr bewirkt eine Homogenisierung der Verbindung durch Festkörperdiffusion (Phase 4) und eine Erhöhung der Wiederaufschmelztemperatur [147]. Der Grad der Homogenisierung hängt dabei von der Bondzeit und der Bondtemperatur ab.

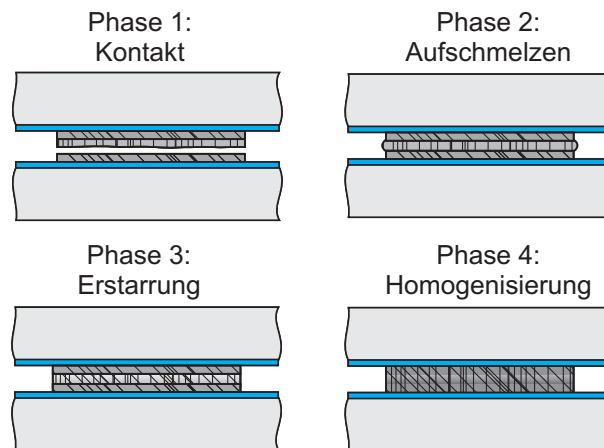


Abbildung 2.36.: Schematische Darstellung der 4 Phasen während des TLP Bondens für ein binäres Materialsystem.

Materialsysteme

Für die Entwicklung eines geeigneten TLP Bondprozesses wurden drei Materialsysteme getestet. Untersucht wurden die binären Materialsysteme (Au-Sn) und (Cu-Sn) als auch das ternäre (Au-Cu-Sn)-System.

Die Wahl von Au und Cu begründet sich in deren weitverbreitete Einsatz im Bereich der MEMS- und post CMOS²-Prozessierung. Darüber hinaus ist eine Abscheidung über kostengünstige Galvanikprozesse möglich. Au besitzt weiterhin den Vorteil, dass es chemisch inert ist und keine Oxide bildet. Die Verwendung von Sn als Zwischenschicht beruht auf dem langjährigen Einsatz im Bereich des eutektischen Waferbondens sowie im niedrigen Schmelzpunkt (232 °C) und der damit verbundenen niedrigen Bondtemperaturen [234, 259].

²Englische Abkürzung für complementary metal oxide semiconductor, komplementärer Metall-Oxid-Halbleiter.

Gold-Zinn-Materialsystem

Das Phasendiagramm von (Au-Sn) ist in Abb. 2.37 zu sehen. Für die Entwicklung einer Bondverbindung bietet sich die goldreiche ζ/ζ' Phase mit 8 Gew.-% Sn an. Diese Phase besitzt einen hohen Schmelzpunkt und einen breiten Konzentrationsbereich im Phasendiagramm. Übliche Prozessvariationen in den Schichtdicken ($<10\%$) sollten durch den breiten Konzentrationsbereich keinen Einfluss auf die Phasenausbildung haben. Dies gewährleistet eine hohe Prozesssicherheit. Außerdem sind Phasen aus dem Sn-reichen Bereich spröde und führen zu mangelhaften Bondverbindungen.

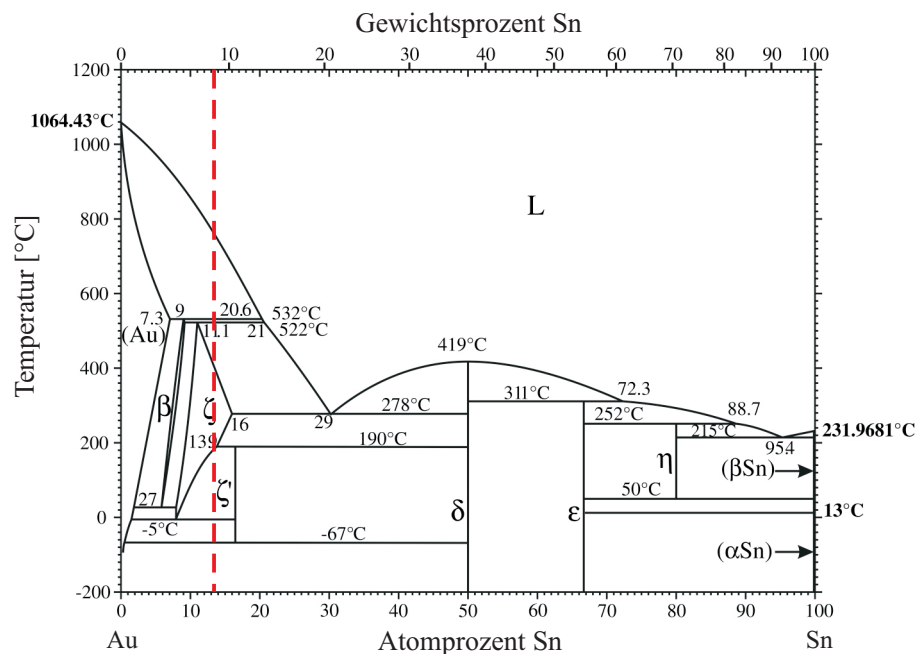


Abbildung 2.37.: (Au-Sn)-Phasendiagramm [180]. Die rot gestrichelte Linie zeigt die angestrebte Zusammensetzung der Bondverbindung an.

Kupfer-Zinn-Materialsystem

Abbildung 2.38 zeigt das binäre Phasendiagramm von (Cu-Sn). Der TLP-Erstarrungsprozess ist bei diesem System in zwei Teilreaktionen unterteilt [29, 245]. An der Cu/Sn-Grenzfläche kommt es zur Entstehung der intermetallischen η Phase (Cu_6Sn_5). Diese Phase wächst unter Konsumierung der flüssigen Zwischenschicht. Gleichzeitig kommt es zur Ausbildung der intermetallischen ϵ Phase (Cu_3Sn) am Übergang von Cu zur η Phase. Für ausreichend lange Homogenisierungszeiten erfolgt eine vollständige Umwandlung der η Phase in die ϵ Phase. Aufgrund der hohen thermodynamischen Stabilität der ϵ Phase treten bei den verwendeten Bondtemperaturen nach deren Entstehen keine nennenswerten Diffusionsprozesse mehr auf [96]. Die ϵ Phase ist bis zu einer Temperatur von 676 °C stabil.

Gold-Kupfer-Zinn-Materialsystem

Yen *et al.* haben das Reaktionsverhalten des (Au-Cu-Sn)-Systems bei 200 °C untersucht [275]. In der Untersuchung wurde beobachtet, dass sich vergleichsweise unabhängig

von der Materialzusammensetzung eine $\text{Au}_{5x}\text{Cu}_{6(1-x)}\text{Sn}_5$ Schicht (χ Phase) zwischen Cu_6Sn_5 und Au-Sn intermetallischen Phasen ausbildet (Abb. 2.39). Zudem führt die Länge der Bondzeit lediglich zur Variation des Au- und Cu-Anteils in der χ Phase. Eine sich daraus ergebende Schlussfolgerung ist, dass sich relativ unabhängig von den verwendeten Schichtdicken und Bondparametern eine feste Phase einzustellen scheint.

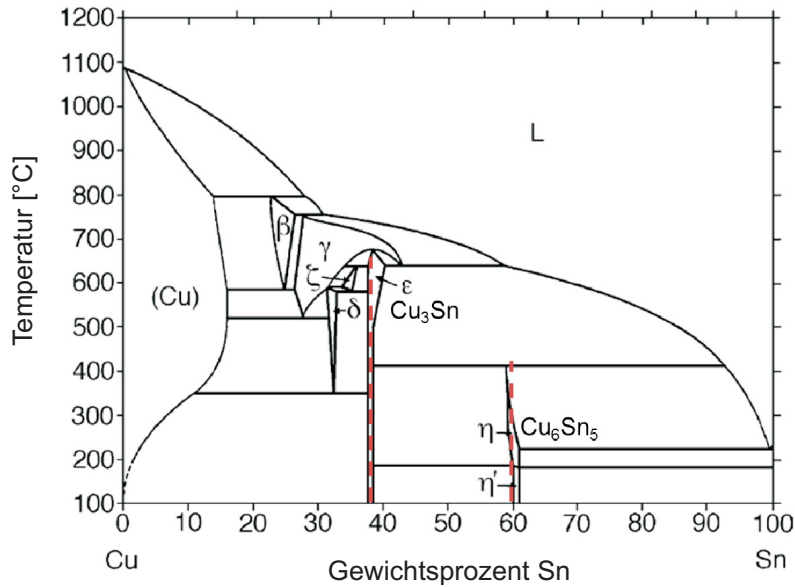


Abbildung 2.38.: (Cu-Sn)-Phasendiagramm [29]. Die rot gestrichelten Linien geben die intermetallischen Phasen an, die während des Bondvorgangs entstehen.

2.5.4. Berechnung der Schichtsysteme

Entscheidend für eine hermetisch dichte Bondverbindung ist eine geschlossene Benetzung der Grundmetalle durch das flüssige Sn. Dafür ist es notwendig, dass beim Erreichen der Schmelztemperatur von Sn eine ausreichende Restdicke an Sn für die Benetzung der Grundmetalle zur Verfügung steht. Ist die Dicke zu gering gewählt, kommt es während der Aufheizphase stellenweise zur vollständigen Eindiffusion von Sn in das Grundmetall. Die Folge ist, dass beim Erreichen der Schmelztemperatur kein verflüssigendes Material an diesen Stellen mehr vorhanden ist und es zur Ausbildung von Hohlräumen kommt.

Die Berechnung der minimalen, kritischen Zwischenschichtdicke h_c ergibt für einen diffusionslimitierten Prozess nach Bosco *et al.* [29]:

$$h_c = 2h_A C_A (\rho_A / \rho_{Sn})^2 \quad (2.25)$$

Wobei $2h_A$ die Schichtdicke der intermetallischen Phase beziehungsweise Legierung beim Erreichen der Schmelztemperatur von Sn ist. C_A entspricht dem Massenanteil von Sn in der intermetallischen Phase oder in der Legierung und ρ_A und ρ_{Sn} sind die Massendichten der ausbildenden Verbindung und des Sn. Die Schichtdicke der entstehenden Phase lässt sich mit

$$h_A = \sqrt{2k_{A,e}t} \quad (2.26)$$

berechnen [147, 211, 242]. Hierbei entspricht t der benötigten Aufheizzeit zum Erreichen der Schmelztemperatur von Sn und $k_{A,e}$ stellt die effektive parabolische Wachstumskonstante dar, welche über die Arrhenius-Gleichung definiert ist zu [263]:

$$k_{A,e} = \tau / \Delta T \int_{T_i}^{T_m} k_0 e^{-(E_a/k_B T)} dT / \tau \quad (2.27)$$

Dabei ist τ die Aufheizrate, T die Temperatur, T_i die Initialtemperatur bei der der Bondvorgang beginnt, T_m die Schmelztemperatur von Sn, ΔT die Differenz zwischen T_i und T_m , k_0 die Diffusionskonstante von Sn, E_a die Aktivierungsenergie für den Reaktionsvorgang und k_B die Boltzmann-Konstante.

Für TLP-Bondprozesse ist die Aufheizrate besonders wichtig, um das Vorhandensein von ausreichend Sn beim Erreichen der Schmelztemperatur zu garantieren. Ist die Aufheizrate eines Bondsystems zu gering, sind nicht praktikable Zwischenschichten von einigen 10 μm notwendig.

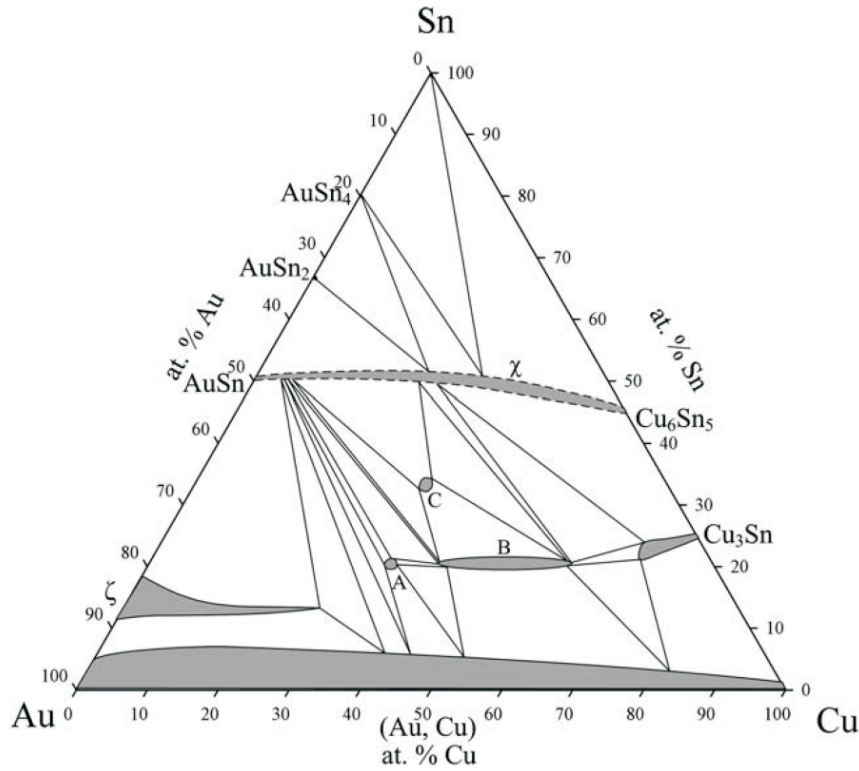


Abbildung 2.39.: Isothermes (Au-Cu-Sn)-Phasendiagramm bei 200 °C [275].

3. Mathematische Modellierung von magnetoelektrischen Sensoren

Für die Beschreibung von ME-Sensoren sind zwei Größen elementar. Die eine Größe ist der ME-Spannungskoeffizient (Kap. 2.1.2) zur Charakterisierung des ME-Komposits und die andere Größe ist die Rauschgrenze des Sensors. Im Folgenden soll sowohl ein Modell zur Berechnung des ME-Koeffizienten als auch eines zum Berechnen des Sensorrauschens von ME-Kompositen vorgestellt werden.

3.1. Berechnung des ME-Spannungskoeffizienten

Das Modell zur Berechnung des resonanten ME-Koeffizienten dient vor allem zur Ermittlung des optimalen Schichtdickenverhältnisse zwischen magnetostriktiver und piezoelektrischer Phase. Darüber hinaus ist anhand der Materialparameter eine theoretische Vorbeurteilung für geeignete Materialsysteme möglich. Die Berechnungen erfolgten nach dem Ersatzschaltbild-Modell von Guo *et al.* für Zweilagigen ME-Komposite im LT-Biegemodus [89] und entspricht dem Betriebsmodus der MEMS-Sensoren (Kap. 2.1.2).

Das Modell basiert auf den piezoelektrischen und magnetostriktiven Grundgleichungen sowie der Spannungs-Dehnungs-Kopplung zwischen den ME-Komponenten. Hierbei wird die Newtonsche Bewegungsgleichung für eine periodische Magnetfeldanregung verwendet. Die Grundgleichungen werden mit der Bewegungsgleichung gekoppelt, welche anschließend gelöst wird. Die Herleitung mit den wichtigsten Schritten soll hier verkürzt wiedergegeben werden. Für eine ausführliche Betrachtung wird auf [89] verwiesen.

3.1.1. Modellbildung

Ausgehend von einem Zweilagenschichtsystem in der L-T-Biegemoduskonfiguration (Abb. 3.1) ergeben sich die transformierten Grundgleichungen für die piezoelektrische und magnetostriktive Schicht. Für den 31-Modus der piezoelektrischen Phase folgt [89]:

$$S_{1p} = s_{11p} \cdot \sigma_{1p} - g_{31p} \cdot D_3 \quad (3.1)$$

$$E_3 = -g_{31p} \cdot \sigma_{1p} + \beta_{33} \cdot D_3 \quad (3.2)$$

Hierbei sind S_{1p} die Dehnung und σ_{1p} der mechanische Stress entlang der x-Achse, D_3 und E_3 entsprechen der dielektrischen Verschiebungsdichte und dem elektrischen Feld in z-Richtung. Die Größen s_{11p} , $g_{31p} = d_{31p}/\kappa_{11}$ und $\beta_{33} = 1/\kappa_{33}$ stehen für die elastische Nachgiebigkeit bei konstanter dielektrischer Verschiebung, den erweiterten transversalen piezoelektrischen Koeffizienten beziehungsweise der Spannungsantwort und der inversen dielektrischen Permittivität bei konstantem Stress. Dabei sind κ_{11} und κ_{33} die entsprechenden Einträ-

ge aus dem dielektrischen Permittivitätstensor. Für die piezomagnetische Phase gelten die Gleichungen [89]:

$$S_{3m} = s_{33m} \cdot \sigma_{3m} + d_{33m} \cdot H_3 \quad (3.3)$$

$$B_3 = d_{33m} \cdot \sigma_{3m} + \mu_{33} \cdot H_3 \quad (3.4)$$

Wobei S_{3m} der Dehnung und σ_{3m} der mechanischen Spannung in der magnetostriktiven Schicht entlang der x-Achse sind, H_3 dem magnetischen Feld entspricht und B_3 die magnetische Induktion darstellt. Die Größen s_{33m} , d_{33m} und μ_{33} stehen für die elastische Nachgiebigkeit bei konstantem Magnetfeld, der piezomagnetischen Konstante und der magnetischen Permeabilität bei konstantem Stress. Die Indizes p und m dienen zur besseren Identifikation der einzelnen Größen in den ME-Gleichungen.

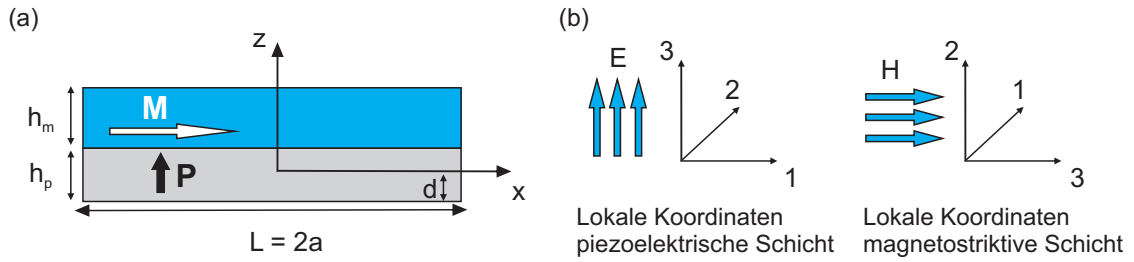


Abbildung 3.1.: (a) Schema zum Aufbau des magnetoelastischen Zweilagensystems und (b) lokale Koordinaten transformiert in das Eigensystem der jeweiligen Phasen (nach [89]). Hierbei entsprechen h_m der Schichtdicke der magnetischen Phase, h_p der Schichtdicke der piezoelektrischen Phase, L der Länge des Biegebalkens und d der Abstand der neutralen Faser zum unteren Rand des Biegebalkens.

Folgende Annahmen gelten für das Modell:

- Die Grenzfläche ist kontinuierlich und es finden keine Gleitbewegungen statt.
- Dicke und Breite b der Struktur sind klein verglichen mit der Länge L ($b \ll L$).
- Es treten keine mechanischen Spannungen in y- oder z-Richtung auf ($\sigma_y = 0$; $\sigma_z = 0$).
- Für den Biegebalken gilt der Einspannungsfall Frei-Frei (Abb. 2.6).

Bewegungsgleichung und Lösung

Für die Aufstellung der Bewegungsgleichung wird der Ursprung des Koordinatensystems an die Position der neutralen Ebene gelegt (Abb. 3.1). Die Dehnung für den Biegemodus ergibt sich daraus zu [32, 89]:

$$S_x = -z \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \quad (3.5)$$

$$S_{1p} = S_{3m} = S_x \quad (3.6)$$

Dabei ist v die Auslenkung der neutralen Ebene in z-Richtung. Unter Verwendung der Newtonschen Bewegungsgleichung ergibt sich die Biegegleichung in der Euler Bernoulli Näherung für ein Zweischichtkomposit [92] zu

$$\Omega \frac{\partial^4 v}{\partial x^4} + (\rho_m h_m + \rho_p h_p) \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = 0, \quad (3.7)$$

mit Ω als globale Biegesteifigkeit und ρ_p sowie ρ_m als Massendichten der piezoelektrischen und piezomagnetischen Phase. Unter der Voraussetzung einer harmonischen Anregung lässt sich die Auslenkung in z-Richtung mit der allgemeinen Lösung

$$v(x, t) = W(x) e^{i\omega t} \quad (3.8)$$

beschreiben. Wobei ω die Kreisfrequenz der Anregung ist. Setzt man 3.8 in 3.7 ein, ergibt sich die Lösung zu

$$W = C_1 \cosh kx + C_2 \sinh kx + C_3 \cos kx + C_4 \sin kx \quad (3.9)$$

Die Gleichungen C_1 , C_2 , C_3 , C_4 und k sind im Anhang A.2 zu finden und spielen für die weitere formale Betrachtung jedoch keine Rolle. Die Konstanten C_1 , C_2 , C_3 und C_4 ergeben sich dabei aus den Randbedingungen für den Biegebalken.

Die von der piezoelektrischen Schicht erzeugten Ladungen ergeben sich durch das Oberflächenintegral über die Verschiebungsdichte:

$$Q_{ME} = \int_{-a}^a \int_0^b D_3 dx dy = \frac{2abU}{\beta_{33}h_p} - \left[b\gamma_p \frac{\partial W}{\partial x} \right]_{x=-a}^{x=a} \quad (3.10)$$

Wobei $L = 2a$ die Länge ist und b der breite des Balkens entspricht. Durch Einsetzen von 3.9 in 3.10 folgt der resultierende elektrische Strom:

$$I = \frac{dQ_{ME}}{dt} = i\omega Q_{ME} = i\omega \left[\frac{2abU}{\beta_{33}h_p} + \frac{4b\gamma_p U (\gamma_p U + \gamma_m H_3)}{\Omega k (\cot ka + \coth ka)} \right] \quad (3.11)$$

Dabei ist U die elektrische Spannung die über die piezoelektrische Schicht abfällt, γ_p sowie γ_m die Kopplungsfaktoren und β_{33} die effektive dielektrische Steifigkeit, welche im Anhang A.2 aufgeführt sind. Der Ausgangstrom I hängt vom magnetischen Feld H_3 , vom Spannungsabfall U und der Anregungsfrequenz ω ab. Unter Leerlaufbedingung ($I = 0$) folgt die ME-Spannung

$$\left| \frac{dU}{dH_3} \right| = Q\gamma_m\gamma_p C_d / C_0 \quad (3.12)$$

im Resonanzfall. Dabei ist $C_d = 1/(4\pi f_1^2 L_m)$ die dynamische Kapazität mit der dynamische Induktivität $L_m = 0,0231a^3(\rho_m h_m + \rho_p h_p)/b$ im Falle mechanischer Resonanz ($\omega = \omega_r = 2\pi f_1$) mit der Güte Q . Durch Umformung von 3.12 nach dem Schichtdickenverhältnis h_m/h_p erhält man einen Ausdruck der Form:

$$\left| \frac{dU}{dH_3} \right| = \frac{1}{s_{11p}} Q h_p d_{33m} g_{31p} G(h_m/h_p, s_{33m}/s_{11p}) \quad \text{SI} = \left[\frac{\text{V}}{\text{A/m}} \right] ; \text{CGS} = \left[\frac{\text{V}}{\text{Oe}} \right] \quad (3.13)$$

Die erzeugte ME-Spannung hängt linear von der mechanischen Güte, der Schichtdicke der piezoelektrischen Phase, dem piezomagnetischen sowie dem piezoelektrischen Koeffizienten und dem Geometriefaktor $G(h_m/h_p; s_{33m}/s_{11p})$ ab. Um hohe ME-Antworten zu erhalten, sind somit große piezomagnetische und piezoelektrische Koeffizienten, hohe Güten, aufeinander angepasste elastische Nachgiebigkeiten und eine optimale Einstellung des Verhältnisses

h_m/h_p erforderlich. Der Schichtdicken normierte Spannungskoeffizient in Resonanz ergibt sich aus Einsetzen von 3.13 in 3.14:

$$\alpha_{ME} = \frac{1}{h_p} \left| \frac{dU}{dH_3} \right| \quad \text{SI} = \left[\frac{\text{V}}{\text{A}} \right] ; \quad \text{CGS} = \left[\frac{\text{V}}{\text{cm Oe}} \right] \quad (3.14)$$

3.1.2. Berechnungen und Diskussion

Für die analytische Berechnung des resonanten ME-Koeffizienten α_{ME}^r wurde ein MatLab®-Quelltext auf Grundlage von 3.13 geschrieben (Anhang A.1). Die Berechnungen des ME-Koeffizienten erfolgte für einen Biegebalken mit den Dimensionen $200 \times 1000 \mu\text{m}^2$ für Breite und Länge sowie der Gesamtdicke ($h_m + h_p$) von $6 \mu\text{m}$ und ist an die späteren Bauelementdimensionen angelehnt. Ziel der Berechnungen war es, unterschiedliche Materialsysteme zu vergleichen und den optimalen Schichtaufbau zu ermitteln. Die Wahl der verwendeten Materialien richtete sich neben den Materialparametern auch nach der Möglichkeit zur Dünnschichtabscheidung und der Integration in die MEMS Prozesstechnologie. Wie in Kapitel 2.1 diskutiert, sind für ME-Sensoren die magnetostriktiven Materialien Terfenol-D sowie amorphe FeCoBSi-Legierungen und als piezoelektrische Komponenten PZT als auch AlN bevorzugte Werkstoffe. Die verwendeten Materialparameter für die Berechnungen sind in Tabelle 3.1 wiedergegeben. Da der ME-Koeffizient zusätzlich stark vom Dickenverhältnis der Schichten abhängt, wurde für die vier Materialsysteme der resonante ME-Koeffizient in Abhängigkeit der Schichtdickenverhältnisse berechnet. Die Ergebnisse der Berechnungen mit einem Q-Faktor von 75 sind in Abbildung 3.2 dargestellt.

Tabelle 3.1.: Verwendete Materialparameter für die analytische Berechnung des resonanten ME-Koeffizienten.

Material	$d_{33m}; g_{31p}$	ρ [kg/m ³]	$s_{33m}; s_{11p}$ [m ² /N]	κ_{33}/ϵ_0	Quelle
Terfenol-D	$1,1 \cdot 10^{-8}$ Wb/N	9230	$40 \cdot 10^{-12}$	-	[89]
FeCoBSi	$6,6 \cdot 10^{-8}$ Wb/N	7250	$7,7 \cdot 10^{-12}$	-	[87, 158]
PZT	$-12,4 \cdot 10^{-3}$ Vm/N	7700	$15,9 \cdot 10^{-12}$	1900	[89]
AlN	$-23,9 \cdot 10^{-3}$ Vm/N	3268	$2,9 \cdot 10^{-12}$	8	[174, 255, 118]

d_{33m} piezomagnetischer Koeffizient, g_{31p} erweiterter piezoelektrischer Koeffizient, ρ_m Dichte der magnetischen Phase, ρ_p Dichte der piezoelektrischen Phase, s_{33m} elastische Nachgiebigkeit der magnetischen Phase, s_{11p} elastische Nachgiebigkeit der piezoelektrischen Phase, $\kappa_{33}/\epsilon_0 = \epsilon_{33}$ Permittivität

Es muss an dieser Stelle angemerkt werden, dass im Falle der zu realisierenden ME-Sensoren eine Substratklemmung vorhanden ist, welche im Modell nicht berücksichtigt wurde. Zum einen ist durch die zusätzlich notwendige Dehnung des Substrats eine Verringerung des ME-Koeffizienten beziehungsweise der ME-Spannung zu erwarten und zum anderen wird durch den dickeren Schichtstapel das Maximum des Verlaufs sich verschieben. Jedoch ist die verwendete Substratdicke deutlich geringer als die des ME-Aufbaus, weshalb der zweilagige Ansatz in erster Näherung gültig sein sollte. Zum anderen handelt es sich bei den verwendeten Parametern um Literaturwerte von meist Bulkmaterialien, da Dünnschichten nicht in diesem Maße charakterisiert sind. Die hier ermittelten Ergebnisse können somit nur als Anhaltspunkt für den optimalen Schichtaufbau dienen. Die Einstellung der optimalen Schichtabfolge muss letztendlich experimentell erfolgen.

Allgemein wird aus Abbildung 3.2 ersichtlich, dass der ME-Koeffizient verschwindet, wenn eine der Komponenten verschwindet. Bei einer Verringerung der magnetostriktiven Schicht gegen Null ($n=0$) tritt keine Dehnung und somit keine Auslenkung mehr im magnetischen Feld auf. Verschwindet hingegen die piezoelektrische Komponente, führt dies zur fehlenden elastischen Bedingung für die Biegung [89]. Darüber hinaus zeigt α_{ME}^r spezifisch für jedes System ein Maximum. Die Verschiebung des Maximums für die unterschiedlichen Systeme scheint vor allem durch das Verhältnis der elastischen Nachgiebigkeiten s_{33m}/s_{33p} bedingt zu sein.

Die ME-Spannung weist ein ähnliches Verhalten wie der ME-Koeffizient auf. Der Unterschied liegt hier lediglich in einer Verschiebung des Maximums zu einer dickeren piezoelektrischen Phase. Begründet liegt dies vermutlich in der Multiplikation mit $1/h_p$ für den ME-Koeffizienten. Für das Rauschverhalten der ME-Sensoren ist die generierte Spannung die entscheidende Größe, weshalb eine Optimierung hierauf abzielen sollte.

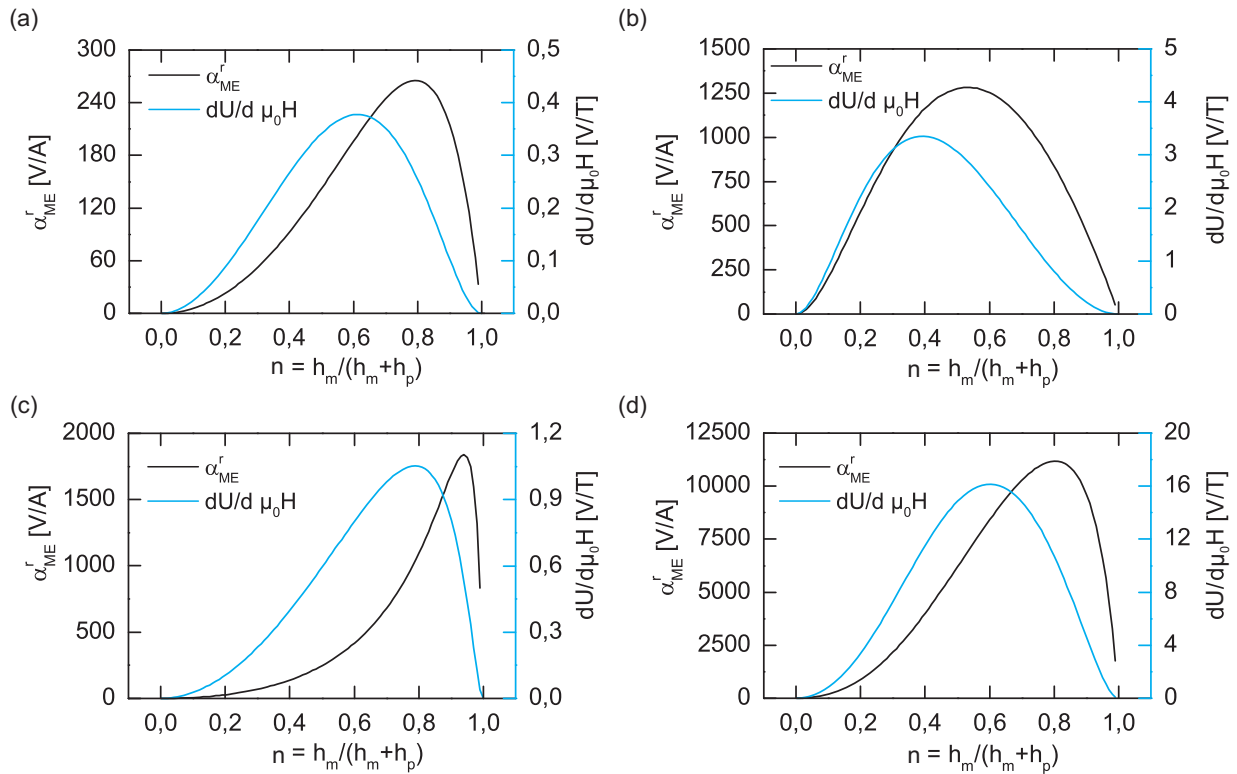


Abbildung 3.2.: Berechnete resonante ME-Koeffizienten α_{ME}^r und die dazugehörigen ME-Spannungen $dU/d\mu_0 H$ als Funktion des Schichtdickenverhältnisses $h_m/(h_m + h_p)$ für (a) Terfenol-D/PZT, (b) FeCoBSi/PZT, (c) Terfenol-D/AlN und (d) FeCoBSi/AlN für den Betrieb im LT-Biegemodus. Die Biegebalkenabmaße wurden zu $200 \times 1000 \mu\text{m}^2$ für Breite \times Länge gesetzt und die Gesamtdicke ($h_m + h_p$) auf $6 \mu\text{m}$ festgelegt. Die verwendeten Materialparameter sind in Tabelle 3.1 gegeben.

Aus Abbildung 3.2 ergibt sich weiterhin, dass die Verwendung von AlN statt PZT und amorphes FeCoBSi statt Terfenol-D zu deutlich höheren ME-Spannungen unter optimalen Schichtdickenverhältnissen führt. Dies spiegelt die schon zu erkennende Tendenz aus den Materialparametern (Tab. 3.1) wieder. Jedoch ist die Steigerung nicht im einfachen

Maße mit der Steigerung des piezomagnetischen Koeffizienten d_{33m} und dem erweiterten piezoelektrischen Koeffizienten g_{31p} zu erklären. Vielmehr handelt es sich hierbei um das komplexe Zusammenspiel aus den verschiedenen mechanischen, elektrischen und magnetischen Materialparametern. Zwar lässt sich prinzipiell die Behauptung aufstellen, dass die Kombination von Materialien mit hohen piezomagnetischen und hohen piezoelektrischen Koeffizienten hohe ME-Werte aufweisen, aber ebenso wichtig ist das Verhältnis der elastischen Nachgiebigkeit beziehungsweise der E-Moduli.

Im Modell lässt sich die maximale ME-Spannung mit der Lage der neutralen Faser [89] korrelieren:

$$z_n = d - h_p = -\frac{h_p}{2} + \frac{s_{11p}h_m(h_m + h_p)}{s_{11p}h_m + s_{33m}h_p} \quad (3.15)$$

In Abbildung 3.3 sind die ME-Spannung und die Lage der neutralen Faser für verschiedene Schichtdickenverhältnisse des AlN/FeCoBSi-Systems gezeigt. Liegt die neutrale Faser an der Grenzfläche zwischen magnetostriktiver und piezoelektrischer Schicht, scheint die größte Spannungsgeneration zu erfolgen. Grund hierfür könnte ein optimaler Biegemomentübertrag durch die magnetostriktive Schicht sein.

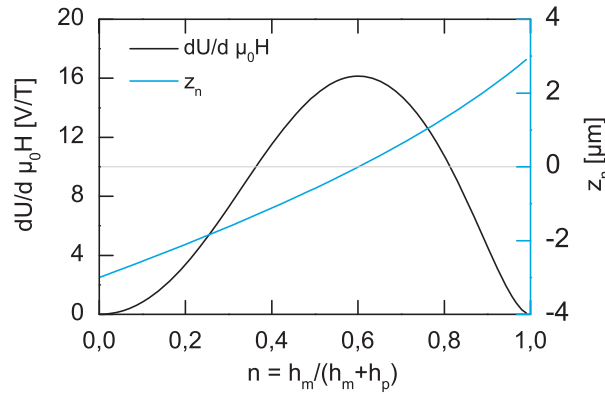


Abbildung 3.3.: Abhängigkeit der Position der neutralen Faser z_n und der ME-Spannung $dU/d\mu_0 H$ in Resonanz des AlN/FeCoBSi-Systems (Abb. 3.2(d)) vom Schichtdickenverhältnis $h_m/(h_m + h_p)$. Die Position der neutralen Faser ist auf die AlN/FeCoBSi Grenzfläche bezogen. Die graue Linie gibt den Übergang der neutralen Faser von der piezoelektrischen in die magnetostriktive Phase an.

Die hier gezeigte theoretische Betrachtung stimmt unter Einschränkung der experimentellen Bedingungen mit den Ergebnissen aus der Literatur gut überein, wo sich die Dominanz von Metglas/AlN-Kompositen gegenüber Terfenol-D/PZT -Systemen (Tab. 2.3) zeigt.

3.2. Rauschmodell

Mit Hilfe des Rauschmodells lassen sich die einzelnen Rauschbeiträge des ME-Sensors identifizieren und somit gezielt Verbesserung in Sensordesign und Sensorelektronik realisieren. Das verwendete Modell beruht auf der Entwicklung von Jahns *et al.* von der Arbeitsgruppe

Hochfrequenztechnik (Prof. R. Knöchel) der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel und basiert auf der Betrachtung elektronischer Rauschquellen des Sensorsystems unter Verwendung eines Ersatzschaltbildes [105]. Die Grundzüge dieses Modells sollen nachfolgend erläutert werden.

3.2.1. Modellbildung

Aufgrund der kleinen Sensorkapazität von einigen zehn Picofarad und der dadurch bedingten Spannungsverluste durch parasitäre Kapazitäten ist es erforderlich, dass eine Sensorelektronik auf Basis der Ladungsverstärkung verwendet wird. Abbildung 3.4 zeigt das Ersatzschaltbild eines solchen Sensorsystems.

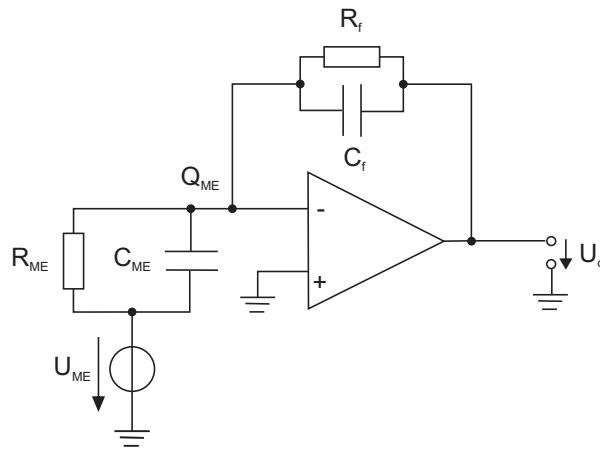


Abbildung 3.4.: Ersatzschild des Sensorsystems bestehend aus ME-Sensor und Auswerteelektronik (nach [105]). Hierbei sind C_{ME} , R_{ME} , U_{ME} und Q_{ME} die Kapazität, der elektrische Widerstand, die Leerlaufspannung und die generierten Ladungen des Sensors. R_f , C_f und U_o entsprechen dem Rückkoppelwiderstand, der Rückkoppelkapazität und der Ausgangsspannung des Verstärkers. Für den Sensor gilt der Fall des Leerlaufzustands.

Die Ausgangsspannung U_o des Verstärkers hängt von den generierten Ladungen Q_{ME} am nicht invertierenden Eingang und der Rückkoppelkapazität C_f ab:

$$U_o = \frac{Q_{ME}}{C_f} \quad (3.16)$$

Intrinsische Rauschquellen des Sensorsystems

In Abbildung 3.5 ist ein, um die intrinsischen Rauschquellen erweitertes Ersatzschaltbild des Sensorsystems gezeigt. Die Rauschdichte des Systems im Leerlaufzustand

$$E_o^2 = E_{En}^2 + E_{In}^2 + E_{Ef}^2 + E_{ME}^2 \quad (3.17)$$

ergibt sich als Summation der Quadrate der einzelnen frequenzabhängigen Rauschquellen [105]. Hierbei sind E_{En} und E_{In} die frequenzabhängigen Rauschquellen des Ladungsverstärkers verursacht durch das Spannungs- und Stromrauschen E_n und I_n . E_{Ef} entspricht dem thermischen Spannungsrauschen des Rückkoppelwiderstand und E_{ME} steht für das

thermische Spannungsrauschen des Widerstandes der piezoelektrischen Schicht im offenen Stromkreis.

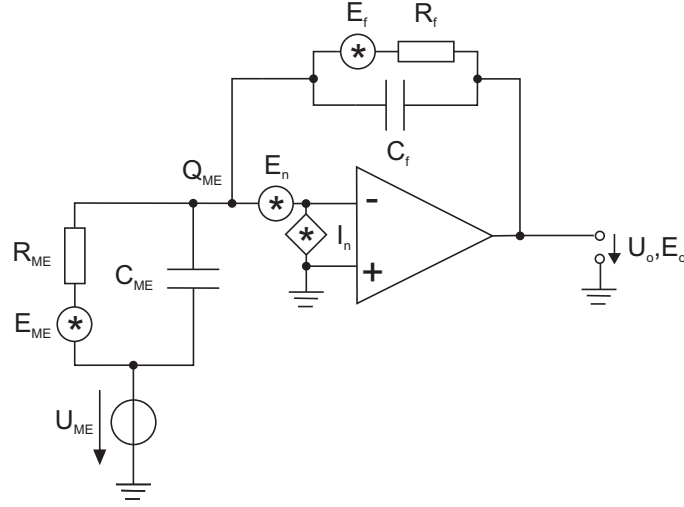


Abbildung 3.5.: Erweiterung des Ersatzschaltbilds aus Abbildung 3.4 (nach [105]). Zusätzlich eingezeichnet sind die Strom- und Spannungsrauschquellen des Systems.

Unter Berücksichtigung des Ersatzschaltbildes aus Abbildung 3.5 lässt sich 3.17 schreiben als ([105]):

$$E_o^2 = \left| 1 + \frac{\bar{Z}_f}{\bar{Z}_{ME}} \right|^2 E_n^2 + |\bar{Z}_f| I_n^2 + \frac{1}{1 + (\omega C_f R_f)^2} E_f^2 + G_c^2 \frac{1}{1 + (\omega C_{ME} R_{ME})^2} E_{ME}^2 \quad (3.18)$$

Dabei entsprechen $\bar{Z}_f = (R_f / (1 + i\omega C_f R_f))$ und $\bar{Z}_{ME} = (R_{ME} / (1 + i\omega C_{ME} R_{ME}))$ den Impedanzen des Rückkoppelnetzwerks und des ME-Sensors, $G_c = U_o / U_{ME} = |\bar{Z}_f / \bar{Z}_{ME}|$ der Spannungsverstärkung und ω der Kreisfrequenz. Für das thermische Spannungsrauschen der piezoelektrischen Schicht gilt [105]:

$$E_{ME} = \sqrt{4k_B T \Delta f R_{ME}} \quad (3.19)$$

Wobei k_B der Boltzmann Konstante, T der Temperatur, Δf der Rauschbandbreite und R_{ME} dem Realwiderstand der piezoelektrischen Schicht entsprechen. Analog ergibt sich das thermische Rauschen des Rückkoppelwiderstandes. Bei der Berechnung der Rauschkurve werden die Werte C_{ME} , R_{ME} , I_n , E_n , R_f und C_f experimentell bestimmt oder aus Datenblättern übernommen. Für Sensoren mit hohen Q-Faktoren ($Q > 1000$) ist eine zusätzliche Berücksichtigung der Rauschquelle verursacht durch die thermische Anregung der Biegebal-kenauslenkung notwendig [105].

3.2.2. Diskussion

Abbildung 3.6 zeigt das berechnete Rauschverhalten für ein ME-Sensorsystem [105]. Für Frequenzen unter 5 Hz dominiert das Stromrauschen des Ladungsverstärkers durch den zunehmenden $1/f$ Anteil für kleinere Frequenzen. Ab 50 Hz ist das thermische Rauschen des ME-Sensors die dominante Größe. Beginnend von 1 kHz trägt das Spannungsrauschen des Ladungsverstärkers maßgeblich zum Rauschen bei und wird ab 3 kHz zur Hauptrauschquelle. Dieses Beispiel zeigt, wie sich Anhand des Rauschmodells Störquellen identifizie-

ren lassen und daraufhin geeignete Maßnahmen zur Verbesserung vorgenommen werden können.

Die magnetische Rauschdichte lässt sich unter Annahme eines Plattenkondensatoraufbaus aus dem Spannungsrauschen unter Verwendung des ME-Koeffizienten α_{ME} und der Schichtdicke der piezoelektrischen Phase h_p nach

$$B_{Rauschen} = \frac{\mu_0 E_o}{h_p \alpha_{ME}} \quad (3.20)$$

berechnen.

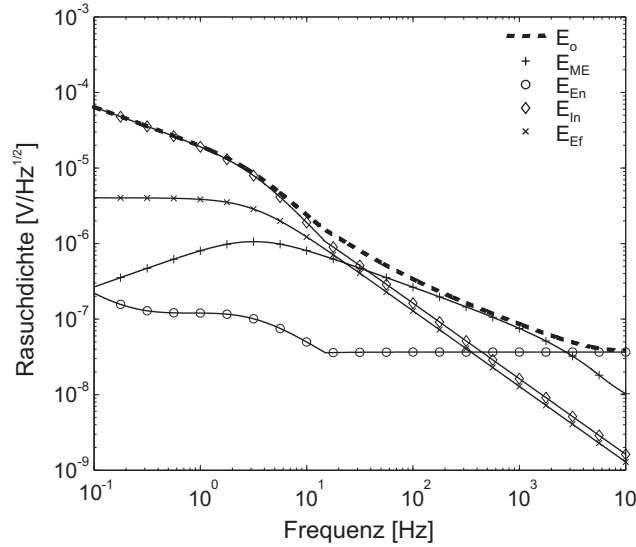


Abbildung 3.6.: Berechnete Spannungsrauschdichte für ein Sensorsystem mit Ladungsverstärker [105].

Jahns *et al.* bestimmten weiterhin die Einflussgrößen auf das Signal-Rausch-Verhältniss (engl. Signal-to-Noise Ratio, SNR) im Falle reinen Sensorrauschens. Das SNR definiert sich als das Verhältnis der ME-Spannung U_{ME} zum Sensorrauschen E_o und ergibt sich für einen ME-Sensor in dem das thermische Rauschen der piezoelektrischen Schicht dominiert zu [105]:

$$\text{SNR} = \frac{U_{ME}^2}{E_o^2} = \frac{(d_{31}^2/\epsilon_0\epsilon_{33r}) \cdot k d_{33m}^2 h_p H_{AC}^2 A \omega}{4k_B T \Delta f \tan \delta} \quad (3.21)$$

Dabei ist d_{31} der transversale piezoelektrische Koeffizient, ϵ_{33r} die elektrische Permittivität, d_{33m} der piezomagnetische Koeffizient und k die elastische Kopplung zwischen piezoelektrischer und magnetostriktiver Phase, A die Fläche der Sensorkapazität, $\tan \delta$ der dielektrische Verlustfaktor und H_{AC} die Amplitude des magnetischen Anregungsfeldes.

Daraus zeigt sich, dass durch den Ausdruck $d_{31}^2/(\epsilon_{33r} \cdot \tan \delta)$ die Wahl des piezoelektrisch Materials einen entscheidenden Einfluss auf das Rauschen hat. Vergleicht man AlN ($d_{31,f} = 1,8 \text{ pm/V}$ [3], $\epsilon_{33r} = 10,1$ [132], $\tan \delta = 0,3\%$ [132]) mit PZT ($d_{31,f} = 94 \text{ pm/V}$ [281], $\epsilon_{33r} = 635$ [281], $\tan \delta = 4\%$ [108]) zeigt sich, dass PZT ein 30-mal besseres SNR besitzt, obwohl es einen 50-fach höheren piezoelektrischen Koeffizienten hat. Hinzu kommt, dass weitere Rauschquellen bei PZT, wie dem ausgeprägten pyroelektrischen Rauschen [278], hier nicht betrachtet wurden. Somit ist zu erwarten, dass AlN und PZT ähnliche Rauschwerte aufweisen.

Neben den piezoelektrischen Materialparameter wirkt sich eine Vergrößerung des Volumens $h_p \cdot A$ der piezoelektrischen Schicht positiv auf das SNR aus [271]. Dies steht jedoch im Widerspruch zur Tatsache, dass in dieser Arbeit mit Hilfe der Mikrosystemtechnik miniaturisierte ME-Sensoren entwickelt werden sollen.

Aufgrund des Designs ist in guter Näherung die Substratklemmung ($0,65 \mu\text{m}$ Substratdicke zu $6,5 \mu\text{m}$ ME-Aufbau) zu vernachlässigen und zudem soll der Betrieb der Sensoren durch eine geeignete Verkapselung unter Vakuum erfolgen. Dadurch sind höhere ME-Koeffizienten als bei den Bulk-Si basierten ME-Sensoren zu erwarten und somit ist anzunehmen, dass sich hochempfindliche Sensoren trotz kleiner Sensorvolumina realisieren lassen.

Darüber hinaus bietet die Identifikation der Schlüsselparameter aus der SNR-Betrachtung von 3.21 die Möglichkeit, Rauschgrenzen abzuschätzen und dadurch geeignete ME-Komposite zu bewerten.

3.3. Zusammenfassung

Für die theoretische Betrachtung der wichtigen Kenngrößen Sensorrauschen und ME-Koeffizient wurden zwei Modelle vorgestellt.

Das verwendete Rauschmodell von Jahns *et al.* beinhaltet die Rauschbeiträgen der Elektronik und des Sensors [105]. Mit diesem Modell lassen sich die relevanten Rauschquellen identifizieren und Sensoraufbau als auch Sensorelektronik gezielt verbessern.

Das Modell zur Bestimmung des resonanten ME-Koeffizienten geht auf die Arbeit von Guo *et al.* zurück [89]. Unter Verwendung der magnetischen und piezoelektrischen Grundgleichungen als auch der Newtonsche Bewegungsgleichung lässt sich der resonante ME-Koeffizient α_{ME}^r für ein Zweischichtsystem herleiten. Es zeigt sich, dass der ME-Koeffizient vom Verhältnis der Schichtdicken h_m/h_p und der elastischen Nachgiebigkeit s_{33m}/s_{11p} abhängt. Mit diesem Modell ist die notwendige Bestimmung des optimalen Schichtdickenverhältnisses von piezoelektrischer zu magnetostriktiver Phase möglich. Zudem kann aus den gewonnenen Ergebnissen abgeschätzt werden, ob die Einführung eines neuen Materials einen vertretbaren Mehrwert bringt und den Entwicklungsaufwand rechtfertigt.

4. Aluminiumnitrid

Für die Verwendung von AlN als piezoelektrische Phase war es erforderlich, eine geeignete Prozedur (Schichtaufbau, AlN-Abscheidung und Strukturierung) zur Herstellung von AlN-Biegebalken zu entwickeln. Die Untersuchungen umfassten die Abscheidungen auf verschiedenen Elektrodenmaterialien, Optimierung des mechanischen Spannungsverhaltens, nasschemische Strukturierung und Herstellung AlN basierter Biegebalken. Zur Charakterisierung der AlN-Schichten wurden mechanische Schichteigenspannung, piezoelektrische Eigenschaften, Gitterstruktur und Ätzverhalten analysiert.

4.1. Schichtherstellung und Charakterisierung

Schichtabscheidung: Zur Abscheidung von AlN wurde ein am Fraunhofer ISIT etablierter Sputterprozess verwendet. Die Schichten wurden mit einem reaktiven gepulsten-DC Sputterprozess in einem Oerlikon Clusterline 200 II System unter Verwendung einer 99,9995% reinen Aluminiumkathode hergestellt. Der Wachstumsprozess erfolgte unter den Bedingungen: $3 \cdot 10^{-3}$ mbar Prozessdruck, 20 sccm Ar-Fluss, 75 sccm N₂-Fluss, 400 °C Substrathaltertemperatur, 8 kW gepulste-DC Leistung und 20 W bis 120 W Substratkathodenleistung. Als Trägermaterial für die Schichtabscheidungen dienten in der Regel oxidierte (100)-orientierte Si-Wafer, welche mit einer metallischen Wachstumsstartschicht beschichtet waren. In der Regel wurde gedampftes (Balzers BAK760) Pt mit einer dicke von 100 nm und einem 20 nm dicken Ti Haftvermittler als Bodenelektrode verwendet.

Strukturierung: Für die Strukturierung von AlN wurden zwei Ätzlösungen untersucht. Zum einen alkalische 25 Vol.-% TMAH und zum anderen eine saure Phosphorsäure-Ätzmischung (kurz PWS) aus 80 Vol.-% H₃PO₄, 16 Vol.-% H₂O und 4 Vol.-% HNO₃. Im Falle von TMAH fand üblicherweise eine Hartmaske aus 300 nm Mo Verwendung, während für die Ätzung mit PWS eine 4,3 µm dicke Photolackmaske eingesetzt wurde. Zudem erfolgte die Untersuchung der Beständigkeit von AlN gegenüber gebräuchlichen Medien zur Strukturierung und Entfernung von Metallen und Photolacken (Tab. 4.2). Zur Bestimmung von Ätzraten wurden in der Regel drei Messpunkte pro Versuch aufgenommen.

Piezoelektrische Messungen: Die Charakterisierung der piezoelektrischen Eigenschaften erfolgte durch Messungen der Permittivität, des dielektrischen Verlustwinkels, des effektiven transversalen und des effektiven longitudinalen Piezokoeffizienten (Kap. 2.2.1). Für die Bestimmung der Koeffizienten wurden Teststrukturen nach Vorgabe von Prume *et al.* gefertigt [188]. Die Vermessung der effektiven piezoelektrischen Koeffizienten sowie der Permittivitäten erfolgten an Messaufbauten von aixACCT®. Der transversale Koeffizient wurde im Vier-Punkt-Biegeaufbau (aix4PB) [6] bestimmt und der longitudinale Koeffizient mittels Doppel-Strahl-Laserinterferrometer (aixDBLI) [7] gemessen.

Zur Analyse des piezoelektrischen Verhaltens auf mikroskopischer Ebene wurden Messungen mit einem AIST-NT SmartSPM 1000 Piezo-Kraft-Mikroskop¹ (engl. piezoresponse force microscopy, PFM) vorgenommen.

Messungen des dielektrischen Verlustwinkels erfolgten unter Verwendung eines Source-tronic Präzisions-LCR-Meter ST2819². Dabei wurde eine sinusförmige Spannung mit einer Amplitude von 1 V_{rms} und einer Frequenz von 1 kHz an die Probe angelegt. Aus der phasenempfindlichen Messung des Stroms resultierte die Impedanz und daraus der Verlustwinkel.

Zur piezoelektrischen Charakterisierung wurden in der Regel drei Proben pro Versuch gemessen.

Kristallographische Schichtstruktur: Die Kristallqualität wurde mittels Röntgenbeugung unter Verwendung eines XRD (engl. X-ray diffraction, Röntgenbeugung) 3000 PTS untersucht. Hierfür dienten (Θ - 2Θ)-Scans (scan, englisch für Abtasten) in Bragg-Brentano-Geometrie sowie die Aufnahme der Halbwertsbreiten von Rocking-Kurven (FWHM). Die Bestimmung der Halbwertsbreiten erfolgten durch Ω -Scans vom AlN(002) Beugungsreflex bei $\Omega = 36^\circ$. Darüber hinaus wurde die Kristallstruktur auf atomarer Ebene unter Verwendung eines Transmissions-Elektronen-Mikroskop³ (TEM) analysiert. Das verwendete TEM war ein Tecnai F30 STwin. Zur Bestimmung der Morphologie wurden die Schichten mit einem Zeiss LEO Raster-Elektron-Mikroskop (REM) untersucht.

Chemische Zusammensetzung: Zur Ermittlung der chemischen Zusammensetzung erfolgten Messungen mittels energiedispersiver Röntgenspektroskopie (engl. energy dispersive X-ray spectroscopy, EDX). Zum Einsatz kamen Systeme von EDAX³ und Oxford-Instruments.

Schichteigenspannung: Die Messung der Schichteigenspannung fand unter Verwendung eines E+H MX 203 statt. Das Messprinzip beruht auf der Bestimmung der Substratverbiegung durch die Filmeigenspannung, welche sich aufgrund der Stoney-Gleichung [220] zu

$$\sigma = \frac{E_s h^2}{(1 - \nu) 6 d_S} \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) \quad (4.1)$$

ergibt. Wobei E_s das E-Modul und ν die Poissonzahl für das Substrat, h die Substratdicke, d_S die Schichtdicke und R_1 sowie R_2 die Biegeradien vor und nach der Schichtabscheidung sind.

Schichtdickenmessungen: Die Schichtdicken wurden mit einem Veeco Weislicht-Interferrometer, einem Dektak 3ST Profilometer oder einen OceanOptics NanoCalc Reflektometer bestimmt.

¹Die Charakterisierung wurden durch Dr. Adrian Petraru von der Arbeitsgruppe Nanoelektronik (Prof. Hermann Kohlstedt) der CAU durchgeführt.

²Die Messungen wurden durch Robert Jahns von der Arbeitsgruppe Hochfrequenztechnik (Prof. R. Knöchel) der CAU durchgeführt.

³TEM- und EDX-Analysen wurden durch Viktor Hrkac von der Arbeitsgruppe Synthese und Realstruktur (Prof. L. Kienle) der CAU durchgeführt.

4.2. Experimentelle Ergebnisse

4.2.1. Eigenschaften von AlN-Filmen

Morphologie

In Abbildung 4.1 ist das für AlN, bei entsprechend gewählten Abscheidebedingungen (Kap. 4.1), charakteristische kolumnare Wachstum zu sehen. Gut zu erkennen sind die säulenartigen AlN-Körner und die kolumnare Struktur der oberen Mo-Schicht.

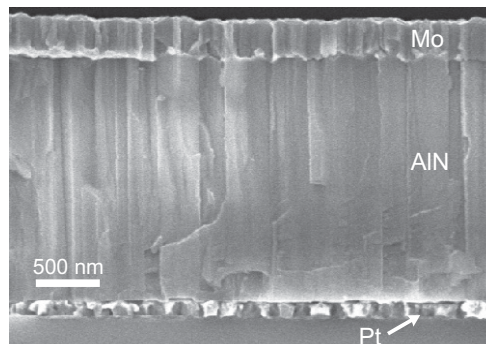


Abbildung 4.1.: REM-Aufnahme einer 2 μm AlN-Schicht auf einer Pt-Bodenelektrode und einer Mo-Topelektrode.

Kristallographische Eigenschaften

Ein typisches Röntgendiffraktogramm für eine AlN-Schicht ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Im Röntgendiffraktogramm sind nur die zu erwarteten Reflexe von AlN(002), Pt(111), Mo(110) und Ti(101) zu sehen. Der Inset zeigt einen Ω -Scan des AlN(002) Beugungsreflexes mit einer Halbwertsbreite von $2,46^\circ$. Die Abwesenheit anderer Kristallorientierungen und das stark ausgeprägte (002)-orientierte Wachstum sind grundlegende Voraussetzung für piezoelektrische AlN-Schichten [63, 143, 152, 243]. Die stöchiometrische Zusammensetzung AlN wurde mit energiedispersiver Röntgenspektroskopie bestätigt.

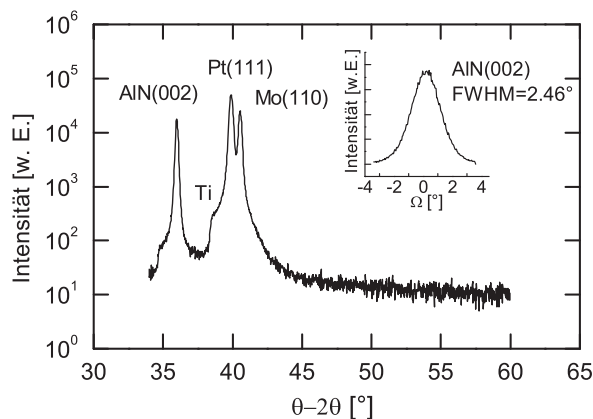


Abbildung 4.2.: Röntgendiffraktogramm (Θ - 2Θ) einer AlN-Schicht gewachsen auf einer Pt-Bodenelektrode und einer Mo-Topelektrode.

Die TEM-Aufnahme für die Querschnittsfläche einer AlN-Schicht ist in Abbildung 4.3(a) gezeigt. Hier ist ebenfalls die kolumnare Struktur deutlich zu erkennen. Die Beugungsbilder bestätigen das ausgezeichnete (002)-orientierte Wachstum von der Bodenelektrode bis zur Oberfläche. Die schwach sichtbaren Doppelreihen in den Beugungsbildern sind auf die Überlagerung von mindestens zwei unterschiedlich orientierten AlN-Körnern innerhalb des Beugungsbildes zurückzuführen. In der hochauflösenden HRTEM-Aufnahme von Abbildung 4.3(b) zeigt sich, dass die parallele Ausrichtung der (002)-Basalebene von AlN zu den (111)-Ebenen von Pt direkt an der Grenzfläche Pt/AlN beginnt. Diese Ergebnisse belegen den bevorzugten (002)-Wachstumsmodus von AlN auf Pt(111) und sind in guter Übereinstimmung mit den Beobachtungen aus der Literatur [40, 143, 152].

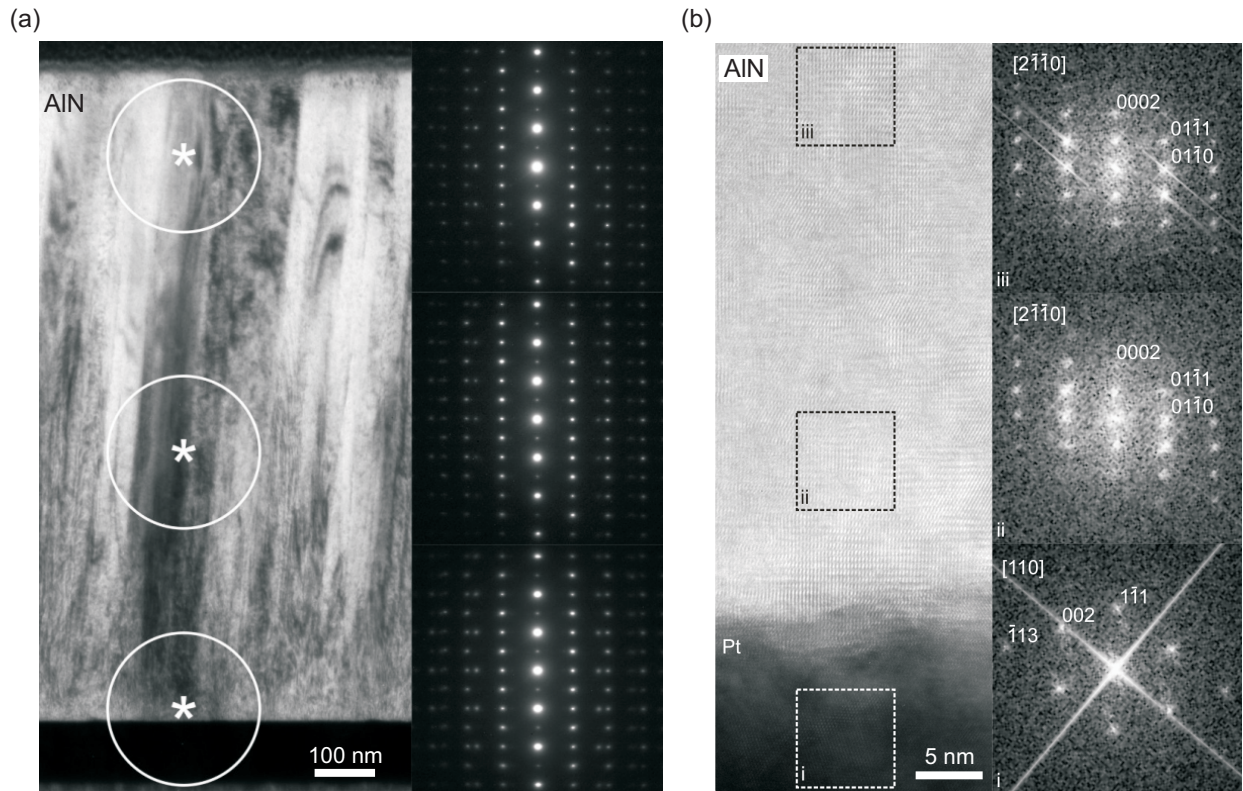


Abbildung 4.3.: (a) TEM-Aufnahme des Querschnitts einer AlN-Probe aufgewachsen auf Pt (links) und den weißen Kreisen zu zugeordneten Elektronenbeugungsbildern (rechts). (b) Hochauflösende HRTEM-Aufnahme des Querschnitts einer AlN-Probe aufgewachsen auf Pt (links) und den gestrichelten Quadraten zugehörigen Elektronenbeugungsbildern (rechts).

Piezoelektrisches Verhalten

In Abbildung 4.4(a) ist eine typische Messkurve des Vierpunkt-Aufbaus aix4PB zu sehen. Die Auslenkung und elektrische Polarisation sind in Abhängigkeit der elektrischen Spannung für eine Testprobe nach Prume *et al.* [188] aufgetragen. Charakteristisch für AlN ist das lineare Verhalten der beiden Größen. Der Verlauf einer aixDBLI-Messung ist in Abbildung 4.4(b) wiedergegeben. Im konstanten $d_{33,f}$ spiegelt sich das lineare Verhalten aus Abbildung 4.4(a) wieder. Eine Übersicht gemessener piezoelektrischer Koeffizienten ist in Tabelle 4.1 zu finden. Die erzielten Werte sind in guter Übereinstimmung mit Daten aus

der Literatur, welche für den $e_{31,f}$ zwischen $-1,1 \text{ C/m}^2$ bis $-1,3 \text{ C/m}^2$ und für den $d_{33,f}$ zwischen $4,5 \text{ pm/V}$ bis $5,25 \text{ pm/V}$ liegen [63, 107, 114, 132, 143, 152, 168, 201].

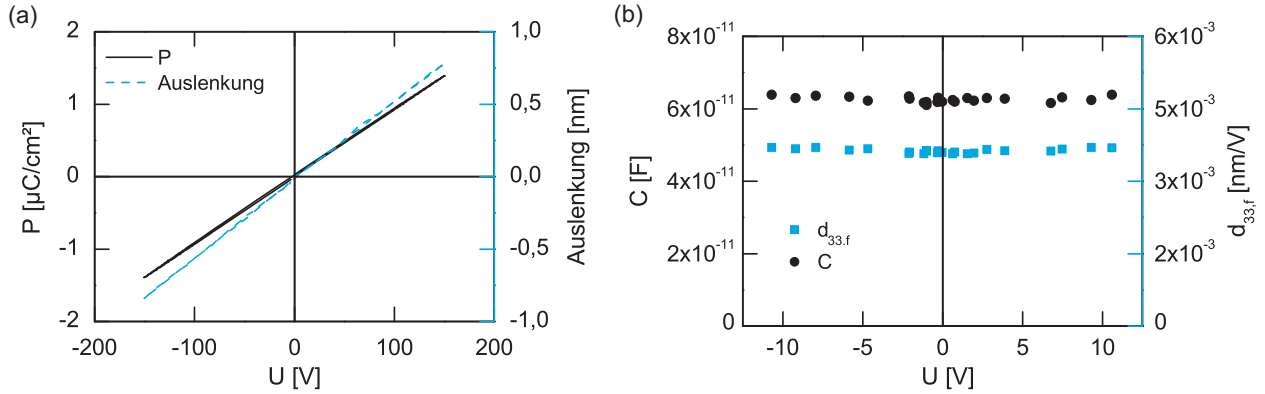


Abbildung 4.4.: Piezoelektrische Charakterisierung von AlN-Schichten mit Teststrukturen nach Prume *et al.* [188]. (a) aix4PB-Messung: Auslenkung und Polarisation P in Abhängigkeit der angelegten Spannung U . (b) aixDBLI-Messung: Verhalten des piezoelektrischen Koeffizienten $d_{33,f}$ und der Kapazität C von der angelegten Spannung U .

Das gute makroskopische piezoelektrische Verhalten zeigt sich auch in der qualitativen Analyse der piezoelektrischen Aktivität auf mikroskopischer Skala durch PFM-Messungen (Abb. 4.5). Die abgebildeten Phasenbilder geben Aufschluss über den Grad piezoelektrisch aktiver Bereiche. Schwarze Bereiche stellen nicht piezoelektrisch anregbare Körner dar, während helle Bezirke aktiven Körnern entsprechen. Aus Abbildung 4.5(b) lässt sich abschätzen, dass in diesem Falle mehr als 95 % der abgetasteten Schicht piezoelektrisch aktiv ist. Zudem zeigt der homogene Grauton, dass eine gleichmäßige Anregung der Schicht erfolgt. Ursache für die wenigen nicht aktiven Bereiche sind fehlorientierte Körner, die aufgrund von Wachstumsstörungen auftreten. Jedoch lässt sich durch die gezeigte PFM-Messung nicht ohne Weiteres feststellen, ob die Körner $[001]$ - oder $[00\bar{1}]$ -orientiert sind.

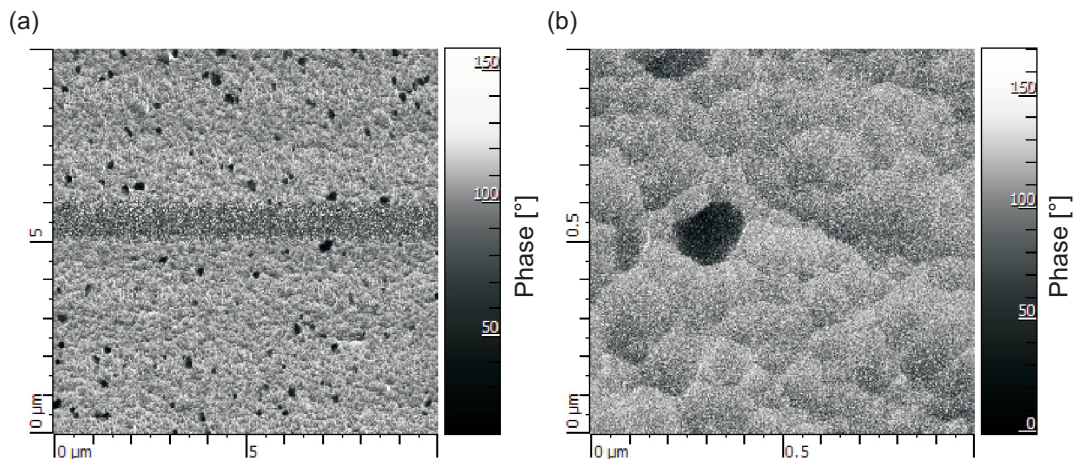


Abbildung 4.5.: PFM Phasenkontrastbilder einer AlN-Schicht für (a) eine $10 \times 10 \text{ } \mu\text{m}^2$ und (b) eine $1 \times 1 \text{ } \mu\text{m}^2$ Abtastung. Helle Bereiche stellen piezoelektrisch aktive Körner dar, während schwarze Bezirke nicht anregbaren Körnern entsprechen.

4.2.2. Einfluss des Elektrodenaufbaus

Für den Einsatz von AlN in MEMS-Bauelementen sind unterschiedliche Elektrodenaufbauten und -materialien, je nach technologischer Randbedingung, möglich und wünschenswert. Die untersuchten Systeme und die Ergebnisse der piezoelektrischen und kristallographischen Charakterisierung sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Die abgeschiedenen AlN-Filme besaßen eine Dicke von $2\ \mu\text{m}$. Alle untersuchten Schichtaufbauten wiesen gute piezoelektrische Eigenschaften auf. Die teilweise hohen Standardabweichungen der $d_{33,f}$ -Messungen sind vermutlich auf die Probenpräparation zurückzuführen. Bedingt durch die notwendige manuelle Rückseitenpolitur kommt es zu Schwankungen in der Präparationsqualität und dies schien sich wiederum negativ auf die Messung des $d_{33,f}$ -Koeffizienten auszuwirken. Entsprechend den guten Koeffizienten hatten alle Proben kleine Halbwertsbreiten ($<3^\circ$). Die $(\Theta-2\Theta)$ -Scans wiesen ebenfalls keine unerwünschten Kristallorientierungen auf (Anhang A.3). Es zeigt sich, dass piezoelektrisch aktives AlN weitestgehend unabhängig vom Untergrund mit guten Eigenschaften aufwächst. Dies deckt sich mit den zahlreichen bekannten Beobachtungen [63, 100, 107, 168, 201]. Besonders hervorzuheben ist die erfolgreiche Abscheidung von AlN direkt auf Epi-Poly. Dies wurde in dieser Arbeit erstmalig gezeigt und bietet technologisch einige interessante Möglichkeiten in Kombination mit der Poly-Si-Oberflächenmikromechanik für Inertialsensorik [159].

Tabelle 4.1.: Übersicht untersuchter Elektrodenaufbauten mit den zugehörigen AlN-Materialparametern für $2\ \mu\text{m}$ dicke Schichten. Die detaillierten Elektrodenaufbauten sind in Anhang A.3 zu finden. Der Fehler gibt die 1σ Standardabweichung an.

Elektrodenaufbau	$e_{31,f}$ [C/m ²]	$d_{33,f}$ [pm/V]	ϵ_{33r}	FWHM [$^\circ$]
TOX/Ti/Pt	$-1,14 \pm 0,016$	$4,30 \pm 0,34$	$11,07 \pm 0,14$	$1,34 \pm 0,06$
TOX/Ta/Pt	$-1,15 \pm 0,019$	$4,28 \pm 0,52$	$10,93 \pm 0,15$	$2,95 \pm 0,23$
TEOS/Ti/Pt	$-1,15 \pm 0,027$	$4,46 \pm 0,33$	$10,72 \pm 0,08$	$1,42 \pm 0,03$
HTO/Ti/Pt	$-1,10 \pm 0,025$	$3,90 \pm 0,32$	$11,01 \pm 0,16$	$1,59 \pm 0,01$
TOX/Epi-Poly/Ti/Pt	$-1,08 \pm 0,082$	$4,60 \pm 0,59$	$10,98 \pm 0,16$	$1,23 \pm 0,03$
TOX/Epi-Poly	$-1,12 \pm 0,031$	$3,94 \pm 0,92$	$11,05 \pm 0,15$	$1,29 \pm 0,01$
TOX/AlN/Mo	$-1,12 \pm 0,029$	$3,36 \pm 0,86$	$11,75 \pm 0,12$	$1,44 \pm 0,08$

TOX= thermisches SiO₂, HTO (engl. high temperature oxide, Hochtemperaturoxid) = Aus Silan mit Sauerstoff umgesetztes SiO₂, TEOS = Aus Tetraethylorthosilicat erzeugtes SiO₂

4.2.3. Einfluss der Abscheideparameter

Bias-Leistung

Um eine Verbiegung oder Aufwölbung von freitragenden MEMS Strukturen zu verhindern, ist es notwendig die unterschiedlichen Schichten spannungskompensiert aufeinander abzuscheiden. Die Verwendung von AlN in ME-Biegebalken ermöglicht die Kompensation von Schichteigenspannungen durch Einstellen des intrinsischen AlN-Schichtspannungswertes über die Bias-Leistung im Wachstumsprozess (Kap. 2.2.2) [3, 63, 114, 132, 143]. Neben dem Einfluss der Substratkathodenleistung auf die Schichtspannung, müssen die Materialparameter $e_{31,f}$, $d_{33,f}$, ϵ_{33r} und $\tan\delta$ möglichst unverändert bleiben, um somit den Einsatz von AlN als aktive piezoelektrische Phase weiterhin sicherzustellen.

Schichteigenspannung

Der Einfluss der Substratelektrodenleistung auf die Schichteigenspannung ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Infolge des Ionenbeschusses lässt sich die Schichteigenspannung über einen Bereich von ungefähr ± 1 GPa einstellen. Eine hohe Bias-Leistung und damit verbunden ein hohes Substratpotential führen zum Einfall hochenergetischer Ionen, welche die AlN-Schicht verdichten [63, 90, 130]. Bei geringer Bias-Leistung ist vermutlich die Anziehung zwischen den Grenzflächen von nicht in Kontakt befindlichen Körnern für die Zugspannung verantwortlich [121]. Aufgrund der um 12% größeren Gitterkonstante von AlN zu Pt kommt es normalerweise zu einer Verschiebung der Spannungswerte für dünnere Filme in Richtung Druckspannung [152]. Dieser Effekt konnte hier nicht beobachtet werden. Möglicherweise liegt der Grund in einer Überlagerung durch unterschiedliche Anlagenzustände (Standzeit, Blendenwechsel, usw.), welche zu einer Veränderung der Prozessbedingungen führen können. Eine negative Auswirkung auf die Schichtqualität ist dadurch nicht zu erwarten.

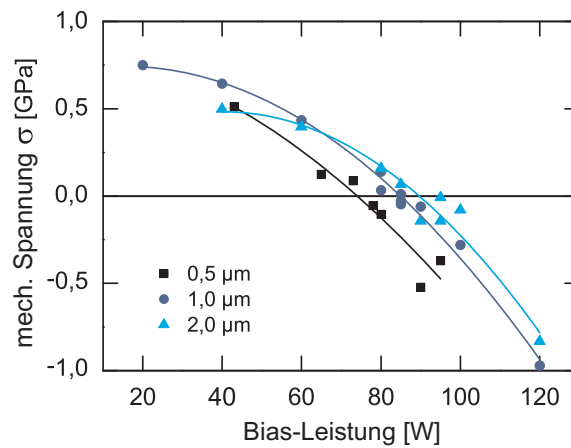


Abbildung 4.6.: Intrinsische Schichtspannung von AlN-Filmen in Abhängigkeit der Bias-Leistung für Schichtdicken von $0,5 \mu\text{m}$, $1,0 \mu\text{m}$ und $2,0 \mu\text{m}$ gewachsen auf Pt-Elektroden. Die Linien dienen zur Führung des Auges.

Materialparameter

In Abbildung 4.7 ist der Einfluss der Bias-Leistung auf die Materialparameter $e_{31,f}$, $d_{33,f}$, ϵ_{33r} und Halbwertsbreite zusammengefasst. Üblicherweise wurden drei Testproben von einem 200 mm Wafer vermessen. Die vertikalen Linien entsprechen dabei den 1σ Standardabweichungen.

Aus Abbildung 4.7(a) wird ersichtlich, dass der effektive transversale Koeffizient keine Abhängigkeit von der Bias-Leistung besitzt. Diese Beobachtung ist in Übereinstimmung mit Ergebnissen von Karakaya *et al.* [114]. Der mittlere Koeffizient schwankt zwischen $-1,0 \text{ C/m}^2$ und $-1,2 \text{ C/m}^2$ und es wurden Einzelwerte bis $-1,25 \text{ C/m}^2$ erreicht, welche nahe der besten berichteten Werten von $-1,3 \text{ C/m}^2$ liegen [132, 168].

Der longitudinale Koeffizient zeigt ebenfalls keine nennenswerte Abhängigkeit im variierten Bereich der Bias-Leistung (Abb. 4.7(b)). Einzig im Bereich zwischen 80 W und 100 W lässt sich möglicherweise ein leichter Anstieg deuten. Dubois und Muralto haben nachgewiesen, dass sich beim Überschreiten einer Schwellspannung der $d_{33,f}$ -Koeffizient relativ unabhängig von der Bias-Spannung verhält [63]. Deshalb wird angenommen, dass alle Versuche oberhalb

dieser Schwellspannungen durchgeführt wurden. Dabei wurden mittlere $d_{33,f}$ -Werte von bis zu 4,7 pm/V erreicht. Der maximal gemessene Einzelwert lag bei 5,2 pm/V und ist ebenfalls vergleichbar mit den höchsten bekannten Werten von 5,25 pm/V aus der Literatur [132]. Ebenso wie die piezoelektrischen Koeffizienten bleibt auch die Permittivität unverändert über dem variierten Bias-Leistungsbereich (Abb. 4.7(c)). Die Werte liegen entsprechend der Erwartung bei 10,5 [132, 143, 152].

Die Untersuchung zur Halbwertsbreite des (002)-Beugungsreflexes zeigt ebenfalls keine Abhängigkeit von der Bias-Leistung (Abb. 4.7(d)) und bestätigt das bekannte Verhalten aus der Literatur [63, 143]. Dabei liegen die mittleren Werte der Halbwertsbreite bei 2,2°. Einzige Ausnahme stellt die 1 μm AlN-Schicht, abgeschieden bei einer Bias-Leistung von 120 W, dar. Die untersuchten Proben besitzen ausgesprochen hohe FWHM-Werte von um die 10°. Dies ist vor allem auffällig, da sich keine Verschlechterungen in den piezoelektrischen Eigenschaften zeigen. Diese hängen für gewöhnlich empfindlich von der Kristallqualität ab [152]. Eine mögliche Erklärung könnte der Einfluss von Dehnung und somit Schichtstress auf die Halbwertsbreite sein, welcher von Pyczak *et al.* berichtet wurde [189]. Bedingt durch den großen negativen Druckstress von nahezu -1 GPa ist es hier eventuell zu einem ausgeprägten Effekt gekommen. Eine Wiederholung des Versuchs zur Bestätigung der Beobachtung ist erforderlich.

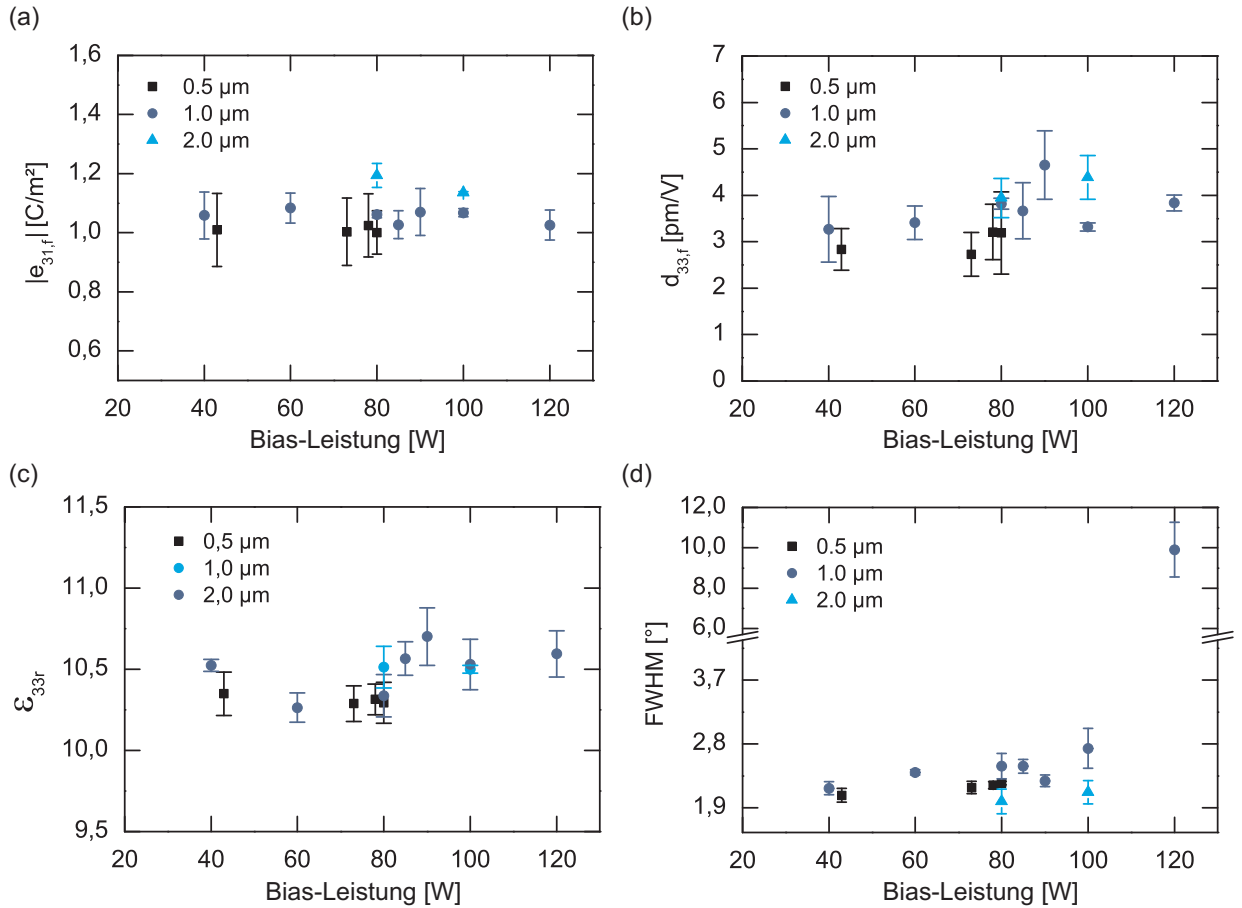


Abbildung 4.7.: Einfluss der Bias-Leistung auf die Materialparameter (a) $|e_{31,f}|$, (b) $d_{33,f}$, (c) ϵ_{33r} und (d) Halbwertsbreite FWHM von 1 μm AlN-Schichten abgeschieden auf Pt-Elektroden. Die senkrechten Fehlerbalken geben die 1 σ Standardabweichung an.

Messungen zum dielektrischen Verlustwinkel ergaben ebenfalls keine Abhängigkeit (Abb. 4.8(a)). Die Werte liegen bei 0,2 % mit einigen Ausreißern von bis zu 0,95 % und sind in guter Übereinstimmung mit den Werten aus der Literatur, wo Verlustwinkel von kleiner 0,3 % angegeben werden [132, 143, 152]. Die Ursache für die relativ starke Streuung im Verlustwinkel ist nicht bekannt.

Wachstumstemperatur

Mit Hilfe von Multischichtsystemen lässt sich die von ME-Kompositen generierte Spannung oder der erzeugte Strom erhöhen, womit eine Empfindlichkeitssteigerung zu erwarten ist. Für die Herstellung von Multischicht-Kompositen bestehend aus AlN und amorphen FeCoBSi-Legierungen sind jedoch niedrige Abscheidetemperaturen ($<350\text{ °C}$) für den AlN-Wachstumsprozess erforderlich. Die Wachstumstemperatur von 400 °C kann eine Kristallisation der amorphen FeCoBSi-Legierungen zur Folge haben und damit verbundenen zur Verringerung oder zum Verlust der magnetostriktiven Eigenschaften führen [213]. Aus diesem Grund wurden Schichtabscheidungen bei verringerten Temperaturen von 200 °C untersucht. Um einen zusätzlichen Energieeintrag über den Ionenbeschuss zu erhalten, erfolgte eine Variation der Bias-Leistung (Abb. 4.8(b)).

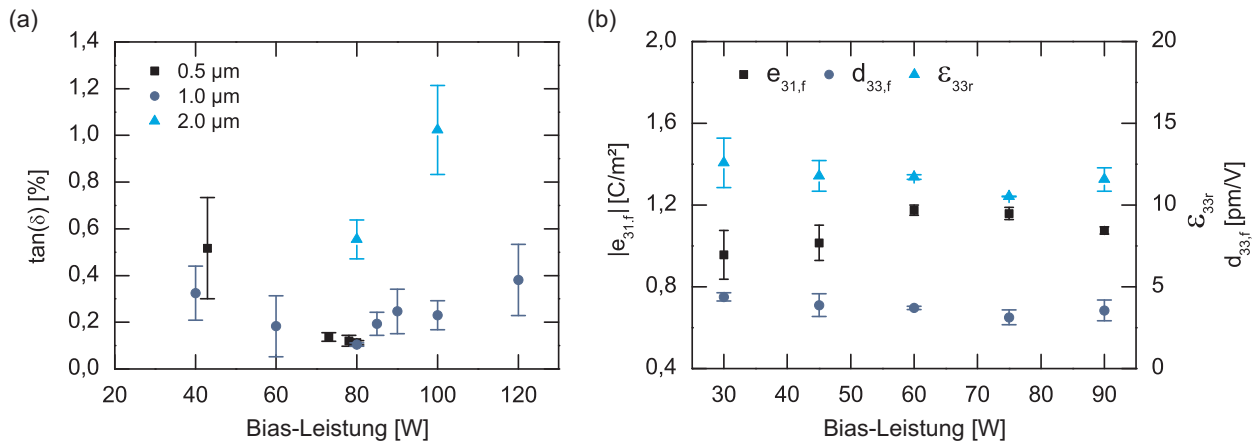


Abbildung 4.8.: (a) Abhängigkeit des dielektrischen Verlustwinkels von der Bias-Leistung für $1\text{ }\mu\text{m}$ AlN-Schichten abgeschieden auf Pt-Elektroden. (b) Materialparameter $|e_{31,f}|$, $d_{33,f}$ und ϵ_{33r} von $1\text{ }\mu\text{m}$ AlN-Schichten abgeschieden bei 200 °C auf Pt-Elektroden für verschiedene Bias-Leistungen. Die senkrechten Fehlerbalken geben die 1σ Standardabweichung an.

Die erzeugten Schichten weisen ähnlich gute piezoelektrische Koeffizienten auf wie Filme die bei 400 °C abgeschieden wurden. Ein Einfluss der Bias-Leistung ist nicht zu beobachten. Vermutlich ist die eingeprägte Energie, die während des Wachstums zur Verfügung steht, ausreichend um eine Adatommobilität zu gewährleisten die für ein gutes kristallines Wachstum nötig ist [63]. Die geringfügige Verschlechterung der Halbwertsbreite der Rocking-Kurven auf 3° bestätigen das gute kolumnare Wachstum der Schichten. Jedoch zeigte sich eine signifikante Erhöhung der Leckströme, weshalb eine Verwendung bisher nur bedingt möglich ist. Hier sind weitere Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit und deren Einfluss auf die Materialparameter notwendig.

Schichtdicke

Der Einfluss der Schichtdicke auf den transversalen Koeffizienten $e_{31,f}$ für das Wachstum auf Pt- und Mo-Elektroden ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Für beide Elektroden zeigt sich, dass der transversale Koeffizient mit zunehmender Dicke der AlN-Filme ansteigt. Dieser Effekt lässt sich mit einer verbesserten Kristallinität für dickere Schichten erklären [3, 152]. Darüber weisen dünne Schichten mit einer Dicke von 150 nm noch Werte von $-0,71 \text{ C/m}^2$. Allerdings nimmt die Anzahl an Proben mit elektrischen Kurzschlüssen dabei stark zu.

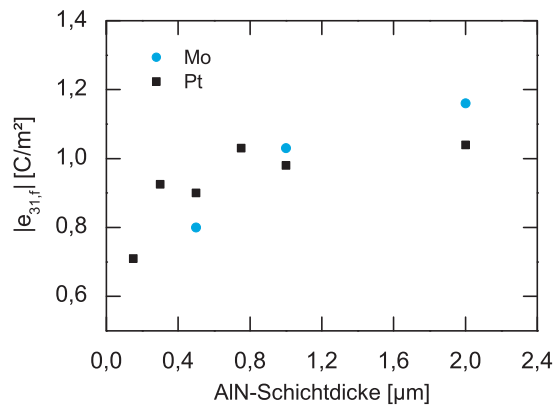


Abbildung 4.9.: Abhängigkeit des transversalen Koeffizienten $|e_{31,f}|$ von der AlN-Schichtdicke für das Wachstum auf Pt und Mo (mit freundlicher Genehmigung von Hans-Joachim Quenzer).

4.2.4. Nass- und trockenchemische Eigenschaften

Nasschemische Strukturierung

Für die Bauteilherstellung ist es notwendig, die chemische Beständigkeit und die Ätzeigenschaften von AlN -Filmen in unterschiedlichen Medien zu ermitteln.

Zur Strukturierung von AlN wurde das Ätzverhalten in alkalischem TMAH und saurer PWS untersucht. Die Abhängigkeit der Ätzraten von der Temperatur ist in Abbildung 4.10(a) zu sehen. Die Ätzraten zeigen das charakteristische exponentielle Verhalten für thermisch aktivierte Ätzzvorgänge [157]. In TMAH werden außerordentlich hohe Ätzraten von bis zu $8,36 \pm 0,67 \mu\text{m}/\text{min}$ erzielt. Für PWS ergibt sich eine maximale Ätzrate von $1,7 \pm 0,038 \mu\text{m}/\text{min}$.

Aufgrund des bevorzugten Angriffs an den Korngrenzen kommt es anfänglich zur starken Anrauhung der AlN-Oberfläche (Abb. 4.10(b)), was makroskopisch den Eindruck einer matt-grauen Oberfläche erzeugt. Im weiteren Ätzverlauf bilden sich konisch geformte AlN-Körner aus (Abb. 4.11(a)). Die sich ausbildenden Kegel besitzen Durchmesser von einigen Nanometern bis hin zu wenigen Mikrometern und wurden für Ätzungen von AlN in TMAH und PWS beobachtet. Ähnliche Beobachtungen sind auch von Tanner und Felmetsger für Ätzung von AlN in PWS gemacht worden [231]. Während eine deutliche Variation der Volumina der Kegel existiert, verhält sich das Aspektverhältnis für kleine und große Kegel ungefähr gleich. Des Weiteren enden die Kegel nicht in eine einzelne Spitze sondern sind meist facettiert. Entsprechend der Klassifizierung von Bickermann *et al.* können die Kegel nach ihren Aufspaltungsgrad unterschieden werden [21]. Im Falle der größeren Kegel existiert eine breite

Variation an Spitzen. Es gibt eine Gruppe von Kegeln die sich in multiple Spitzen aufspalten, und eine weitere Gruppe bildet geschlossene Spitzen aus. Eine dritte Gruppe besteht aus einer Anordnung kleinerer Kegel, welche ihre Ursache in einer starken Aufspaltung größerer Kegel zu haben scheinen.

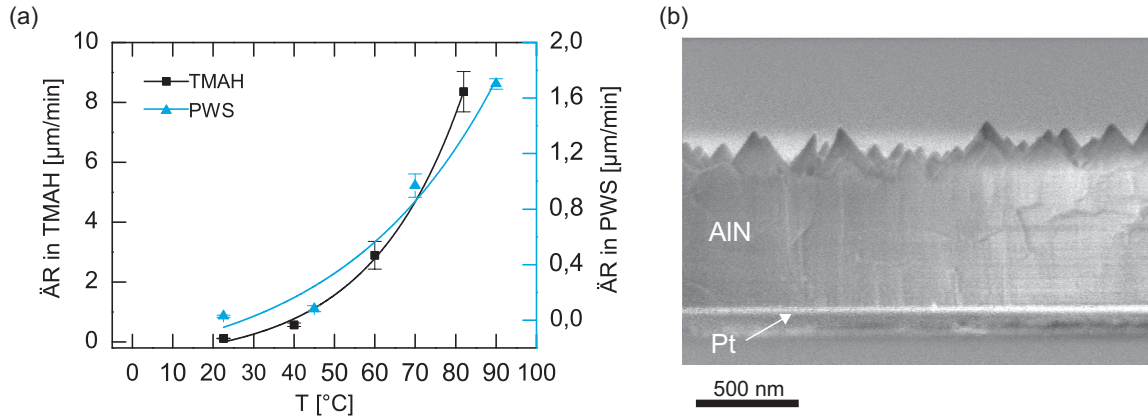


Abbildung 4.10.: (a) Ätzzraten (ÄR) von AlN-Filmen für TMAH und PWS in Abhängigkeit der Prozesstemperatur. Die Kurven entsprechen dem jeweiligen Arrhenius-Fit für temperaturabhängige chemische Reaktionsprozesse [157]. Die senkrechten Fehlerbalken geben die 1σ Standardabweichung an. (b) Ausbildung einer starken Oberflächenrauigkeit von AlN nach kurzer Ätzung in verdünntem TMAH (3 Gew.-%) bei Raumtemperatur.

Der FIB-Querschnitt (engl. focused ion beam, FIB) eines AlN-Kegels ist als Scanning-TEM Z-Kontrastbild in Abbildung 4.11(b) wiedergegeben. Der Kontrast spiegelt die Trennung der einzelnen Komponenten AlN, Pt und Ti aufgrund der unterschiedlichen Ordnungszahlen wieder. Darüber hinaus ist ein Teil der AlN-Oberfläche mit einem schwachen Schleier von Pt-Nanopartikeln bedeckt, welche durch die FIB-Präparation verursacht wurden. Die Seitenflächen der Kegel können als $\{01\bar{1}2\}$ -Ebenen identifiziert werden. Diese Ebenen gehören zu einer Gruppe von chemisch stabilen Kristallebenen mit geringer nasschemischer Ätzrate [21, 284], was die Ausbildung der Kegelform erklärt.

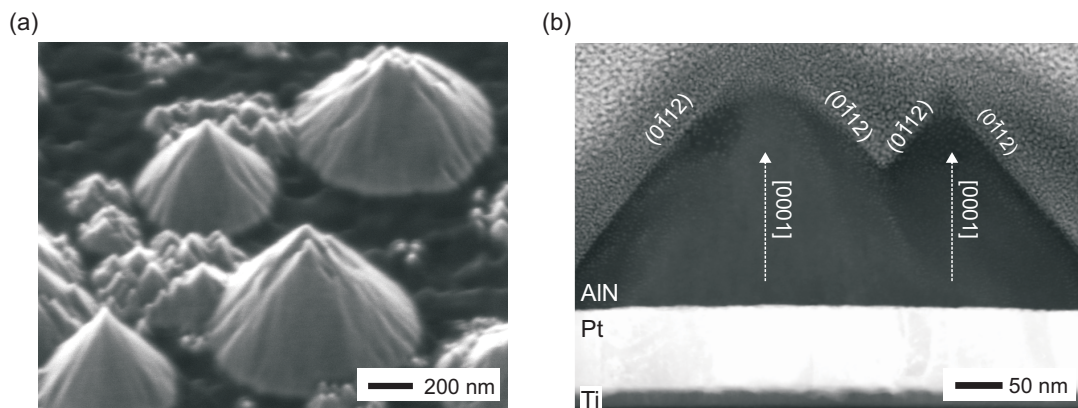


Abbildung 4.11.: (a) REM-Aufnahme von konischen AlN-Körnern nach Ätzung in 25 Vol.-% TMAH. (b) Scanning-TEM Z-Kontrastbild eines vertikalen Schnitts durch einen AlN-Kegel auf einer Pt-Bodenelektrode. Die Wachstumsrichtung und die Seitenflächen der Kegel sind mit den entsprechenden Kristallorientierungen gekennzeichnet.

Das laterale Ätzverhalten von AlN für PWS und TMAH ist in Abbildung 4.12 zu sehen. Bei der Ätzung mit PWS unter Verwendung einer Photolackmaske kommt es zur ausgeprägten Unterätzung. Grund hierfür ist vermutlich die unzureichende Haftung des Photolacks. Anders ist das Verhalten bei der Ätzung in TMAH mit einer Mo-Hartmaske (Abb. 4.12(b)). Die guten Haftungseigenschaften vom Mo auf AlN verhindern vermutlich den Angriff der AlN/Mo-Grenzfläche. Zusammen mit den chemisch stabilen {01-12}-Ebenen führt dies zu einer ausgeprägten Anisotropie des Ätzverhaltens. Der sich ausbildende Seitenwandwinkel bei der TMAH-Ätzung ist identisch mit denen der Kegel in Abbildung 4.11, was den lateralen Ätzstopp durch die {01-12} Ebenen bestätigt. Im Falle von 25 Vol.-% TMAH lässt sich die laterale Unterätzung zu ungefähr 5 nm/min abschätzen für eine Prozess Temperatur von 82 °C. Für 90 °C heiße PWS ergibt sich ein grober Richtwert von circa 5 $\mu\text{m}/\text{min}$. Die entsprechende Unterätzung muss im Bauteildesign mit berücksichtigt werden, wobei die Verwendung von Mo als Hartmaske mit einer TMAH Ätzlösung zu bevorzugen ist.

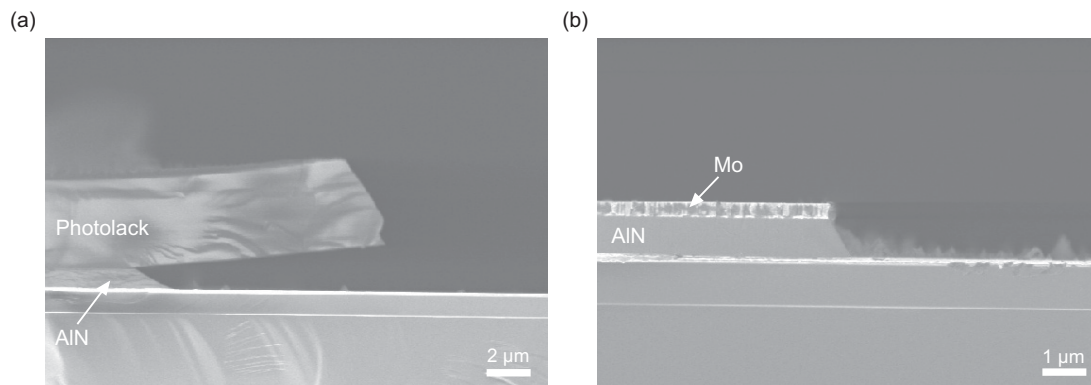


Abbildung 4.12.: Laterales Ätzverhalten von AlN-Filmen in (a) 90 °C heißer PWS unter Verwendung einer Photolackmaske und (b) 25 Vol.-% TMAH unter Verwendung einer Mo-Hartmaske bei einer Prozess Temperatur von 82 °C.

Chemische Beständigkeit

Für die Prozessintegration von AlN ist es notwendig die Ätzbeständigkeit in gebräuchlichen Medien zur Strukturierung und Entfernung von Si, Metallen, Dielektrika und Photolacken zu ermitteln. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Ein minimaler bis verschwindender Ätzangriff wurde für BOE, CAN, RER500, EKC830, HF basierte Medien und bei Verwendung von radikalem Sauerstoff festgestellt. Wie zu erwarten erfolgt ein Angriff in basischen Lösungen wie SC1, TMAH und OPD 4262 Entwickler sowie im sauren Medium PWS [121, 200].

4.2.5. Biegebalken aus AlN

Zur Überprüfung der Stresskompensationseigenschaft von AlN in ME-Biegebalken wurden mechanische Demonstratoren gefertigt (Abb. 4.13). Mittels Verwendung zweier unterschiedlicher Bias-Leistungen während des AlN-Wachstums wurden die Schichteigenspannungen variiert. Der Biegebalkenaufbau bestand dabei aus $\text{SiO}_2/\text{Ti}/\text{Pt}/\text{AlN}/\text{Ti}/\text{Au}$ mit den dazugehörigen Schichtdicken von 0,65 μm , 0,02 μm , 0,08 μm , 1,0 μm , 0,04 μm und 3,6 μm .

Die Freistellung der rechteckigen Biegebalken erfolgte mit einem Bulk-Si-Ätzprozess durch XeF_2 .

Tabelle 4.2.: AlN-Ätzraten in unterschiedlichen Medien. Die Mischungsverhältnisse sind im Anhang A.3 angegeben. Die Abkürzung RT steht für Raumtemperatur.

Bezeichnung	Medium	Bearbeitung	Temp. [°C]	ÄR [nm/min]
Sauerstoffplasma	Sauerstoff	Photolack	220	0
SC1	$\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$	Ti	RT	15,7
Verdünnte HF	$\text{H}_2\text{O}:\text{HF}$	Ti	RT	4
BOE	$\text{NH}_4\text{F}:\text{HF}$	SiO_2	RT	4,5
CAN	$(\text{NH}_4)_2\text{Ce}(\text{NO}_3)_6:\text{H}_2\text{O}$	Cr, Mo	RT	0,5
OPD 4262 ¹	TMAH	Photolack	RT	9,95
Xenondifluorid	XeF_2	Si	RT	0,6
RER500 ²	$\text{C}_4\text{H}_8\text{O}:\text{C}_5\text{H}_{10}\text{O}_3$	Photolack	35	1,9
EKC830 ³	$\text{C}_5\text{H}_9\text{NO}:\text{C}_4\text{H}_{11}\text{NO}_2$	Photolack	80	0,7
Grubi-Ätze	$\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{HF}$	Ti	RT	0,63
Aluminium-Ätze	$\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}:\text{HNO}_3$	Al, Mo	45	82,1
TMAH	$\text{H}_2\text{O}:\text{C}_4\text{H}_{13}\text{NO}$	Si	82	8360

¹Photolackentwickler von FUJIFILM Electronic Materials mit 1-3% TMAH [76]

²Photolackentferner von Arch Chemicals auf Basis von Methylethylketon und Ethyllactat [10]

³Photolackentferner von Du Pont auf Basis von N-Methylpyrrolidon und Aminoethoxyethanol [61]

Biegebalken mit geringem Druckspannungswert der AlN-Schicht von -30 MPa sind nach oben gebogen. Die Einstellung eines hohen Zugspannungswertes in dem AlN-Film von 800 MPa ergibt nahezu gerade Biegebalken mit minimaler Auslenkung. Dies zeigt, dass eine Schichtspannungskompensation über den AlN-Abscheidprozess möglich ist. Die Einstellung der Auslenkung muss experimentell für jeden neuen Biegebalkenaufbau erfolgen.

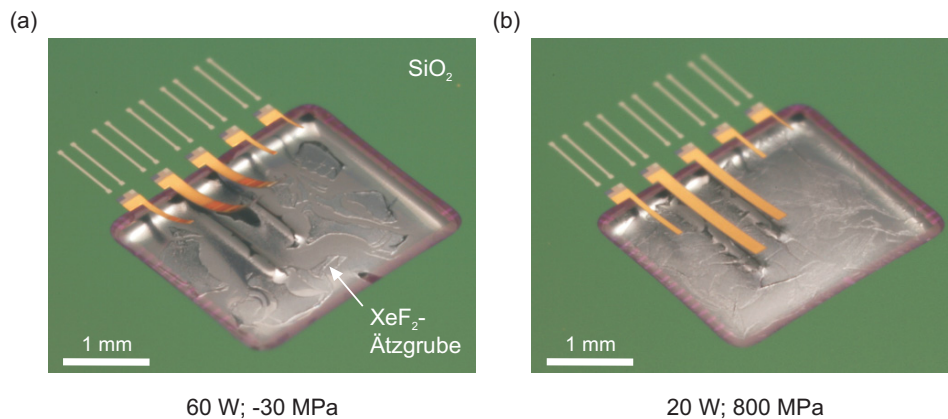


Abbildung 4.13.: Foto von freigestellten Biegebalkendemonstratoren mit $1 \mu\text{m}$ AlN-Schichten abgeschieden bei zwei unterschiedlichen Bias-Leistungen. Der Biegebalkenaufbau bestand dabei aus $\text{SiO}_2/\text{Ti}/\text{Pt}/\text{AlN}/\text{Ti}/\text{Au}$ mit den dazugehörigen Schichtdicken von $0,65 \mu\text{m}$, $0,02 \mu\text{m}$, $0,08 \mu\text{m}$, $1,0 \mu\text{m}$, $0,04 \mu\text{m}$ und $3,6 \mu\text{m}$.

Die ausgezeichnete Schichteigenspannungs- und Schichtdickenhomogenität der Schichten spiegelt sich in der Biegebalkenauslenkung von Abbildung 4.14 wieder, welche dem Fall

aus Abbildung 4.13(b) entspricht. Über den 150 mm Bereich hinweg ist eine gleichmäßige Auslenkung zu beobachten. Die berechnete mittlere Auslenkung beträgt $16,5 \pm 2,5 \mu\text{m}$ für einen Biegebalken mit der Länge von 1 mm.

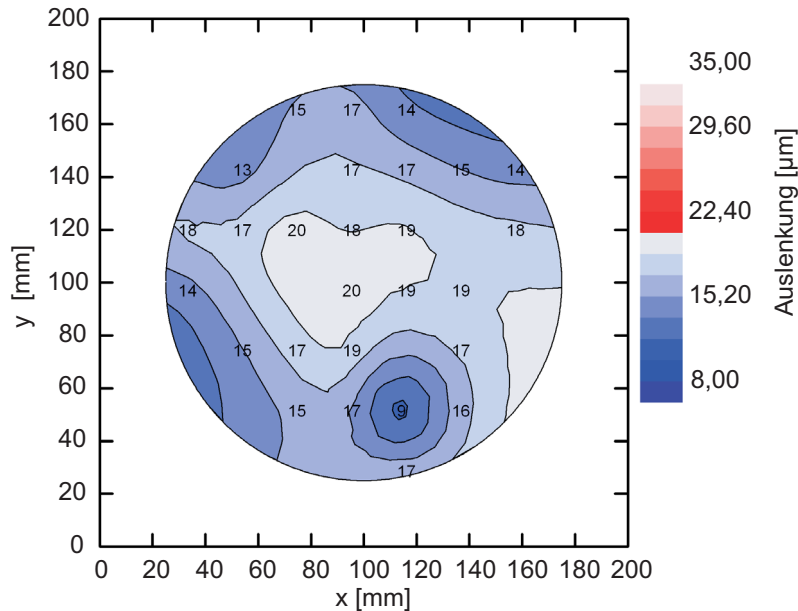


Abbildung 4.14.: Berechnete Biegebalkenauslenkung-Verteilung über einen 150 mm Wafer für den Fall aus Abbildung 4.13(b). Die Datenpunkte entsprechen dabei den aus den gemessenen Krümmungskurven berechneten Auslenkungen in μm für Biegebalken mit einer Länge von 1 mm.

4.3. Zusammenfassung

Es wurde gezeigt, dass AlN-Schichten von hoher Qualität auf unterschiedlichen Bodenelektroden hergestellt werden können. Die erzeugten Filme besaßen Halbwertsbreiten von kleiner $1,5^\circ$, transversale Koeffizienten bis $1,25 \text{ C/m}^2$, longitudinale Koeffizienten von $5,2 \text{ pm/V}$ und elektrische Permittivitäten von 10,5. XRD- und TEM-Untersuchungen bestätigten das ausgezeichnete Wachstum durch die Abwesenheit unerwünschter Kristallorientierungen und eine c-texturierte Ausbildung der AlN-Säulen. Damit wird ein hoher technologischer Freiheitsgrad in der Herstellung von ME-Sensoren ermöglicht.

Untersuchungen zum Ätzverhalten von AlN ergaben, dass eine Strukturierung mit TMAH unter Verwendung einer Mo-Hartmaske ausgezeichnete Ergebnisse liefert. Trotz hoher vertikaler Ätzraten von über $8 \mu\text{m/min}$ ist die laterale Ätzung zu vernachlässigen. Die ausgeprägte Anisotropie begründet sich in der Ausbildung chemisch stabiler Kristallebenen. Einerseits ist diese Charakteristik vorteilhaft für den Bauelemententwurf, da nahezu keine Unterätzungen auftreten und andererseits kann eine deutliche Überätzung erfolgen und damit eine garantierte Freizätzung der Bodenelektrode. Chemisch beständig zeigte sich AlN in BOE, CAN, RER500, EKC830, HF basierten Medien und bei Verwendung von radikalem Sauerstoff.

Des Weiteren ließ sich die Schichteigenspannung von AlN mit Hilfe der Bias-Leistung über einen Bereich von $\pm 1 \text{ GPa}$ einstellen. Einen Einfluss auf Halbwertsbreiten der Rocking-Kurven, transversale und longitudinale piezoelektrische Koeffizienten, elektrische Permittivitäten und dielektrische Verluste wurde nicht festgestellt. Die Einstellung der Biegebalkenauslenkung mittels der Bias-Leistung konnte durch die Herstellung mechanischer Demons-

tratoren gezeigt werden. Dadurch ist eine Integration aufwendiger Kompensationsschichten für die Herstellung von ME-Biegebalken nicht notwendig.

Zudem lies sich piezoelektrisches Filmwachstum bei Abscheidetemperaturen von 200 °C nachweisen. Die piezoelektrischen Koeffizienten sind gegenüber dem Wachstum bei 400 °C nur leicht reduziert, jedoch waren deutlich erhöhte Leckströme messbar. Damit konnte gezeigt werden, dass prinzipiell die Herstellung von ME-Multilagensystemen aus $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}/\text{AlN}$ bezüglich des Temperaturbudgets möglich ist.

5. Amorphes $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$

Für die Integration der amorphen $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Legierung in den MEMS-Gesamtprozess galt es, die Auswirkungen von Wärmebehandlungen auf die magnetischen und strukturellen Eigenschaften zu untersuchen. Eine zu hohe Temperatureinwirkung führt zur Kristallisation und damit zu einer Verschlechterung oder sogar zum Verlust der magnetostriktiven Eigenschaften. Eine signifikante Erhöhung der Koerzitivfeldstärke bei Temperungen über 400 °C wurde von Varaprasad und Radhakrishnamurthy für $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ (Metglas® 2605CO) festgestellt [247]. Jones *et al.* berichteten von einer Kristallisation bei einer Anlasstemperatur von 413 °C [109] für $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ (Metglas® 2605CO). Aus dem Gesamtfertigungsprozess der MEMS ME-Sensoren (Kap. 8.4.3) geht hervor, dass lediglich die Vakuumverkapselung ein nennenswertes thermisches Budget nach der $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Abscheidung einprägt (Kap. 6).

Im folgenden Kapitel erfolgt eine Charakterisierung unbehandelter $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schichten und anschließend die Untersuchung des Einflusses von Temperungen im Bereich von Verkapselungsprozessen auf die weichmagnetische Dünnschicht.

5.1. Schichtherstellung und Charakterisierung

Schichtherstellung: Die 1 μm dünnen $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Filme¹ wurden mittels HF-Magnetron-Sputtern in einer Von Ardenne CS 730 S abgeschieden. Als Haftvermittler und Deckschicht diente ein 10 nm dicker Ta-Film. Für die Abscheidung wurde ein $[(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}]$ -Target verwendet und die Abscheidung unter den folgenden Parameter durchgeführt: $6 \cdot 10^{-3}$ mbar, 200 W HF-Leistung und optional ein magnetisches Bias-Feld von 10 mT parallel zur Filmebene. Die Verwendung eines magnetischen Bias-Feldes während der Abscheidung ermöglicht die Induzierung einer uniaxialen Anisotropie in der erzeugten Schicht [87, 120, 156, 213]. Dabei werden die harte Achse der Magnetisierung senkrecht zum Bias-Feld und die leichte Achse parallel zum Bias-Feld ausgebildet. Als Substratmaterial dienten 150 mm (100)-orientierte Si-Wafer mit einer Dicke von 625 μm . Zusätzlich wurden die Wafer vor der $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Abscheidung thermisch oxidiert.

Magnetostruktionsmessung: Die Messung der Magnetostruktion beziehungsweise des magnetoelastischen Koeffizienten geht zurück auf einen Aufbau nach Klokholm² [122] mit dem Unterschied, dass das Messprinzip von Klokholm kapazitiv basiert ist und nicht wie hier verwendet einer optischen Auswertung zu Grunde liegt. Dafür wurden die beschichteten Wafer zuerst auf 300 μm heruntergeschliffen und anschließend in $2 \times 20 \text{ mm}^2$ Streifen gesägt.

¹Die Abscheidung erfolgte durch Dr.-Ing. Henry Greve und Christine Kirchhof von der Arbeitsgruppe Anorganische Funktionsmaterialien (Prof. E. Quandt) der CAU.

²Die Untersuchungen wurden durch Christine Kirchhof von der Arbeitsgruppe Anorganische Funktionsmaterialien (Prof. E. Quandt) der CAU durchgeführt.

Die lange Achse wurde senkrecht zum Bias-Feld definiert und entspricht der harten Achse der Magnetisierung. Die kurze Seite lag parallel zum Bias-Feld der Abscheidung und stimmt mit der leichten Achse überein.

Zur Messung des magnetostriktiven Verhaltens wurden die Proben mit Hilfe eines externen Magnetfeldes angeregt. Aufgrund der Dehnung der $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht kommt es zur Verbiegung der Proben. Die Erfassung der Auslenkung erfolgte dabei durch eine Laserabastung. Über Magnetfeld, Probengeometrie und Auslenkung ist der magnetoelastische Koeffizient einer Probe bestimmbar.

Magnetisierung: Für die Messung der magnetischen Hysteresekurven wurde ein LakeShore VSM 7300 Vibrationsmagnetometer² (engl. vibrating sample magnetometer, VSM) eingesetzt [73]. Hierbei befanden sich die Proben zwischen einem Elektromagneten und zwei Pick-up Spulen. Die vibrierende Probe induzierte in den Spulen eine Spannung, welche proportional zur Magnetisierung war. Die Magnetisierung der Probe konnte somit als Funktion des äußeren Feldes gemessen werden.

Domänenstruktur: Zur Bestimmung der magnetischen Domänenstruktur wurde eine Kerr-Mikroskop³ eingesetzt [8]. Basierend auf dem magnetooptischen Kerreffekt [115] ließ sich die oberflächennahe Magnetisierung einer Probe bestimmen. Dieser Effekt beschreibt die Drehung der Polarisationsachse einer linearpolarisierten Lichtwelle bei Reflexion an einer magnetischen Probe. Die unterschiedlich orientierten Domänen werden somit durch Kontrastunterschiede im Bild sichtbar.

Weitere Messungen: Messungen von Schichteigenspannung, kristallographischer Struktur, chemischer Zusammensetzung, Morphologie und Materialdicke erfolgten nach den in Kapitel 4.1 vorgestellten Methoden.

5.2. Experimentelle Ergebnisse

5.2.1. Eigenschaften von $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Filmen

Um den Einfluss von Wärmebehandlungen auf die Eigenschaften der $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Dünnschichten zu untersuchen, erfolgte zuerst eine Charakterisierung von unbehandelten Schichten. Die Ergebnisse werden im folgenden Unterkapitel vorgestellt.

Kristallographische Eigenschaften

In Abbildung 5.1(a) ist das Röntgendiffraktogramm einer 1 μm dicken $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht gezeigt. Die analysierte Schicht besitzt lediglich Beugungsreflexe vom Substrat sowie vom Messaufbau bedingte Artefakte und ist somit röntgenamorph.

Die Mikrostruktur einer $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht ist in der TEM-Aufnahme⁴ von Abbil-

³Die Untersuchungen wurden durch Necdet Onur Urs von der Arbeitsgruppe Nanoscale Magnetic Materials (Prof. J. McCord) der CAU durchgeführt.

⁴TEM- und EDX-Analysen wurden durch Viktor Hrkac von der Arbeitsgruppe Synthese und Realstruktur (Prof. L. Kienle) der CAU durchgeführt.

dung 5.1(b) zu sehen. Die Aufnahme zeigt eine nahezu amorphe Struktur, welche sich im Elektronenbeugungsbild bestätigt (Abb. 5.1(c)). Im Beugungsbild sind schwache Reflexe zu erkennen, welche auf kleine nanokristalline Bereiche hindeuten.

Chemische Zusammensetzung

Das Resultat einer EDX-Analyse ist in Tabelle 5.1 zusammengefasst. Die Zusammensetzung des $[(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}]$ -Targets wird mit einer erheblichen Bor- als auch Siliziumverarmung auf das Substrat übertragen. Grund hierfür sind vermutlich die geringeren Atommassen der Elemente. Durch eine stärkere Streuung der gesputterten leichten Atome mit dem Ar-Prozessgas kommt es zur verstärkten Abscheidung dieser an den Kammerwänden und folglich zur verringerten Depositionsrate auf dem Wafer [191].

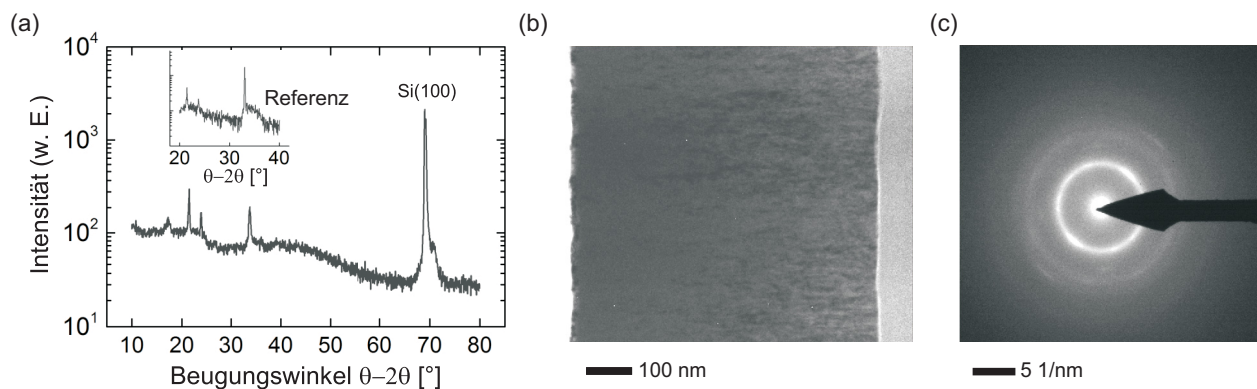


Abbildung 5.1.: (a) Röntgendiffraktogramm einer $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht abgeschieden auf einem oxidierten Si-Substrat. Im Inset ist das Röntgendiffraktogramm einer Referenzprobe ohne $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ für den Winkelbereich 20° bis 40° wiedergegeben. In (b) und (c) ist eine TEM-Aufnahme und das zugehörige Elektronenbeugungsbild einer $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht zu sehen (zur Verfügung gestellt von Viktor Hrkac).

Tabelle 5.1.: Chemische Zusammensetzung einer gesputterten FeCoBSi-Schicht unter Verwendung eines $[(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}]$ -Targets (Kap. 5.1).

Element	Gew.-%	Atom%	Fehler [%]
B (k)	0,25	1,22	0,24
Si (k)	6,29	11,72	0,13
Fe (k)	84,24	78,87	0,55
Co (k)	9,21	8,17	0,21

Magnetisches Verhalten

Die Hysterese-Kurve für die harte und leichte Achse der Magnetisierung ist in Abbildung 5.2(a) gezeigt. Die leichte Achse entspricht dabei der kurzen Seite der Proben, welche während der Abscheidung parallel zum magnetischen Bias-Feld lag. Die harte Achse ist um 90° gedreht und liegt entlang der langen Seite der Proben. Beide Kurven sind hysteresefrei mit verschwindenden Koerzitivfeldstärken H_c . Das Anisotropiefeld H_k für die leichte Achse

ist 1 mT und für die harte Achse beträgt es 2 mT. Hierbei muss angemerkt werden, dass die Entmagnetisierung durch das innere Feld der magnetischen Schicht hierbei nicht berücksichtigt wurde (Kap. 2.3.2) und somit ein Fehler bezüglich des angegebenen Wertes vorhanden ist. Ein Geometrieinfluss konnte durch zusätzliche Untersuchung quadratischer Proben ausgeschlossen werden.

Abbildung 5.2(b) gibt die Abhängigkeit des magnetoelastischen Kopplungskoeffizienten b ($\lambda_s = -2/3 \cdot b(1 + \nu_f)/E_f$ mit E_f und ν_f dem E-Modul und der Poisson-Zahl der Schicht [131]) vom äußeren Feld wieder. Das äußere Feld wurde parallel respektive senkrecht zur langen Achsen der Probe angelegt. Für die Längsachse der Probe ist die Magnetostraktion positiv und für die Querachse negativ. Die dazugehörigen Maximalwerte liegen bei 4 MPa beziehungsweise -1 MPa und spiegeln die feldinduzierte Richtungsanisotropie wieder. Der Verlauf beider Kurven zeigt die aus Kapitel 2.3 erwartete 180° rotationssymmetrische Abhängigkeit vom äußeren Feld. Durch ein zusätzliches Magnetfeldglühen sollte es möglich sein die Anisotropie zu verstärken und die Magnetostraktion der Querachse weiter zu erhöhen [87].

Die Domänenstruktur für einen $\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Biegebalken (Abb. 8.9) induziert durch ein äußeres magnetisches Feld ist in Abbildung 5.3 zu sehen. Gut erkennbar ist die Existenz einer ausgeprägten 180° Streifendomänenstruktur, welche somit zur gewünschten Rotation der Magnetisierung in Richtung der empfindlichen Achse führt. Es sei an dieser Stelle angemerkt, dass die Rotation von Domänen zu unerwünschten Effekten, wie Barkhausen-Rauschen, führen kann [150].

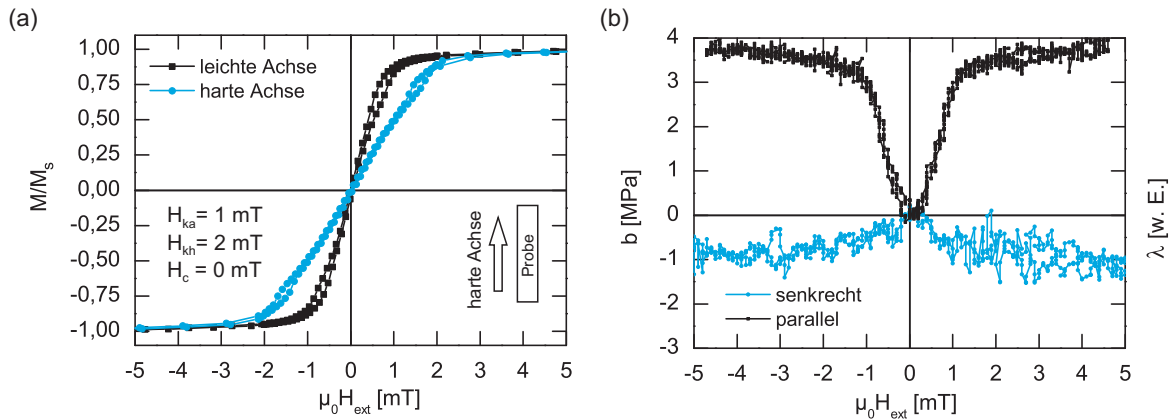


Abbildung 5.2.: (a) Magnetisierungskurven einer gesputterten $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht. Die leichte Achse entspricht dabei der kurzen Seite der Proben, welche parallel zum magnetischen Bias-Feld während der Abscheidung lag. Die harte Achse lag in Richtung der langen Probenseite und damit senkrecht zum ursprünglichen Bias-Feld der Abscheidung. Zusätzlich sind die Anisotropiefelder für die leichte H_{ke} und harte Achse H_{kh} angegeben. (b) Magnetoelastischer Kopplungskoeffizient b einer $2 \times 20 \times 0,3$ mm² Silizium-Probe beschichtet mit 1 μm $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$. Das äußere magnetische Feld lag senkrecht oder parallel zur langen Achse der Probe.

Während im Inneren der Struktur überwiegend 180° Domänen dominieren, ist am Balkenrand eine komplexere Domänenstruktur vorhanden. Bedingt durch die Minimierung der Streufeldenergie (Kap. 2.3.2) erfolgt hier ein Zerfall der Domänenstruktur in kleinere Abschlussdomänen. Das pockenartige Muster auf den Biegebalken geht auf eine prozessierungsbedingte Anrauhung der $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Oberfläche zurück.

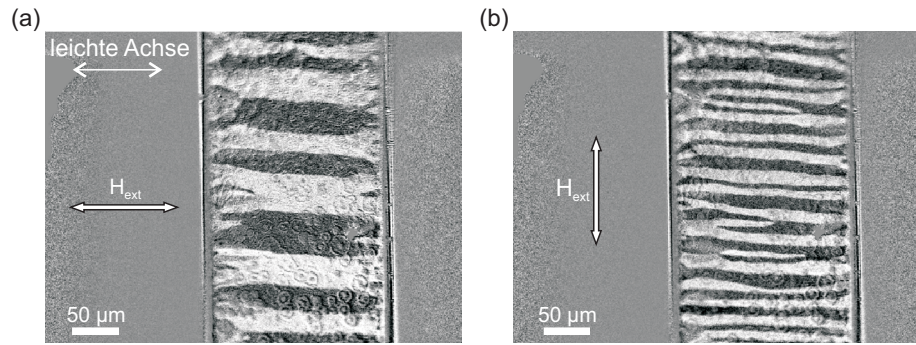


Abbildung 5.3.: Kerrmikroskopische Aufnahmen einer $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht mit Induzierung der Magnetisierung durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes H_{ext} (a) parallel und (b) senkrecht zur leichten Achse. Während der Aufnahme war kein äußeres Feld vorhanden. Der Kontrastunterschied entspricht dabei Domänen unterschiedlicher Magnetisierung. Bei den gezeigten Elementen handelt es sich um mikromechanische ME-Biegebalkenstrukturen (Kap. 8.4.3).

5.2.2. Einfluss thermischer Behandlungen

Die Wärmebehandlung von $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Filmen wurde unter Verwendung eines Waferbonders (SUSS SB-8e) durchgeführt, um möglichst realistisch den Bondprozess zur Vakuumverkapselung (Kap. 6) nachzubilden. In diesem Zusammenhang erfolgte eine Temperung der Schichten bei 250 °C, 350 °C und 450 °C mit einer Haltezeit von je 10 min. Neben dem Einfluss der Temperatur auf die Schichteigenspannung wurden die Auswirkungen auf die magnetischen und strukturellen Eigenschaften untersucht.

Schichteigenspannung

In Abbildung 5.4(a) ist die intrinsische Schichtspannung von $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ in Abhängigkeit von der Anlasstemperatur gezeigt. Unbehandelte $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schichten besitzen nach der Abscheidung eine Druckspannung von -300 MPa. Durch die Temperung lässt sich die Druckspannung neutralisieren und in eine Zugspannung von 425 MPa bei 450 °C umwandeln.

Kristallographische Schichtstruktur

Die Röntgendiffraktogramme der Temperversuche (unbehandelt, 250 °C, 350 °C und 450 °C) sind in Abbildung 5.4(b) zusammengefasst dargestellt. Die Analyse zeigt, dass es bei einer Wärmebehandlung bei 450 °C zur Ausbildung einer kubisch-raumzentrierten FeCo-Phase kommt. Dies liegt im Bereich der von Jones *et al.* nachgewiesenen Kristallisation bei 413 °C für $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ (Metglas® 2605CO) [109].

Magnetisches Verhalten

Die Magnetisierungskurven für die getemperten $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schichten sind in Abbildung 5.5 zu sehen. Lediglich die Schichten mit einer Temperung von 450 °C zeigen ein nennenswertes Hystereseverhalten. Dies ist in Übereinstimmung mit der beobachteten Teilkristallisierung in den XRD-Untersuchungen (Abb. 5.4). Eine Übersicht der Koerzitiv- und Anisotropiefelder ist in Tabelle 5.2 gegeben. Die Anisotropie der bei 450 °C behandelten

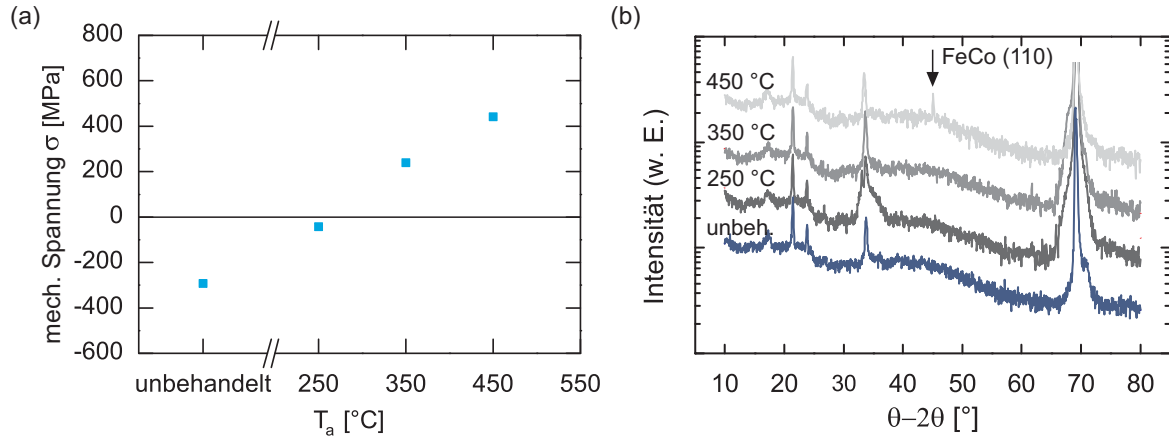


Abbildung 5.4.: (a) Abhängigkeit der Schichteigenspannung gesputterter $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schichten von der Temperatur der Wärmebehandlung. (b) Röntgendiffraktogramme von thermisch unterschiedlich behandelten (unbehandelt (Abb. 5.1(a)), 250 °C, 350 °C und 450 °C) $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schichten. Zum besseren Vergleich sind die behandelten Schichten gegenüber der unbehandelten Schicht versetzt dargestellt.

Schicht ist vollständig verschwunden. Ähnliche Beobachtungen wurden von Varaprasad und Radhakrishnamurthy gemacht [247].

Aus den Magnetostruktionsmessungen (Abb. 5.6) zeigt sich, dass durch die Temperung die magnetische Ausrichtung (Abb. 5.2(b)) verloren geht. Dementsprechend ist eine Verringerung des parallelen und eine Zunahme des senkrechten Kopplungskoeffizienten b auf 3 MPa festzustellen. Die bei 250 °C und 350 °C angelassenen Schichten weisen keine Hysterese auf und sind für die parallele Feldrichtung weiterhin weichmagnetisch. Analog zur Magnetisierung zeigt die 450 °C getemperte Schicht eine deutliche Hysterese und somit eine Verschlechterung im weichmagnetischen Verhalten. Zudem ist eine Verringerung des senkrechten Kopplungskoeffizienten b auszumachen.

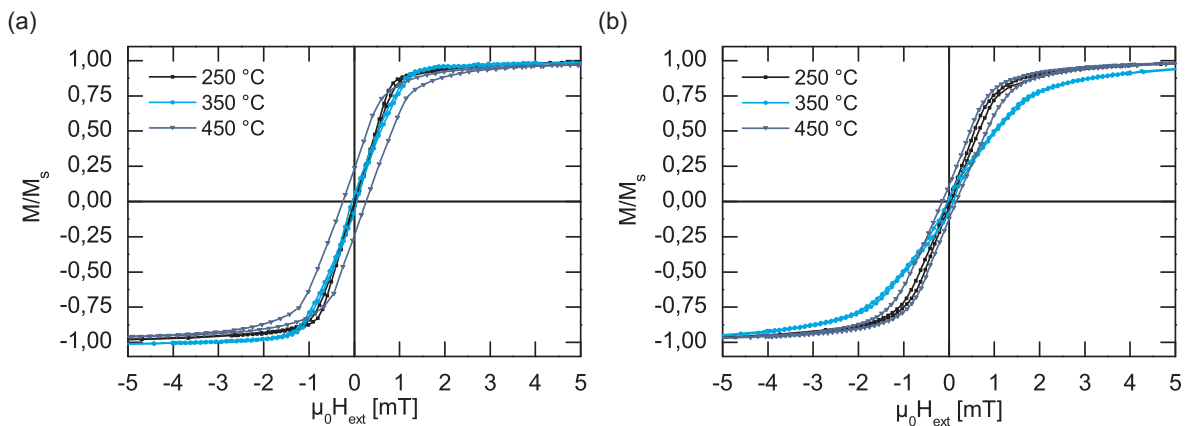


Abbildung 5.5.: Magnetisierungskurven für die (a) leichte und (b) harte Achse der Magnetisierung von thermisch behandelten $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schichten.

Der Verlust der magnetischen Ausrichtung ist für den späteren resonanten Betrieb der Sensoren wenig problematisch, da Felder, welche außerhalb der empfindlichen Achse einkoppeln, nicht resonant verstärkt werden. Dadurch ist für Systeme mit hohem Q-Faktor eine anisotrope Empfindlichkeit weiterhin gewährleistet. Zudem sollte die beobachtete Änderungen der

Kopplungskoeffizienten nur zu bedingten Verlusten hinsichtlich des ME-Koeffizienten führen. Daraus folgt, dass negative Auswirkungen auf die Sensorfunktion für Temperaturen von bis zu 350 °C nicht zu erwarten sind und der angestrebte Waferbondprozess bei 250 °C (Kap. 2.5) den Temperaturanforderungen genügt. Darüber hinaus wäre es denkbar, die Anisotropie durch ein nachgeschaltetes Magnetfeldglühen wieder herzustellen und den parallelen Kopplungskoeffizienten über den ursprünglichen Wert nach der Abscheidung zu erhöhen [87].

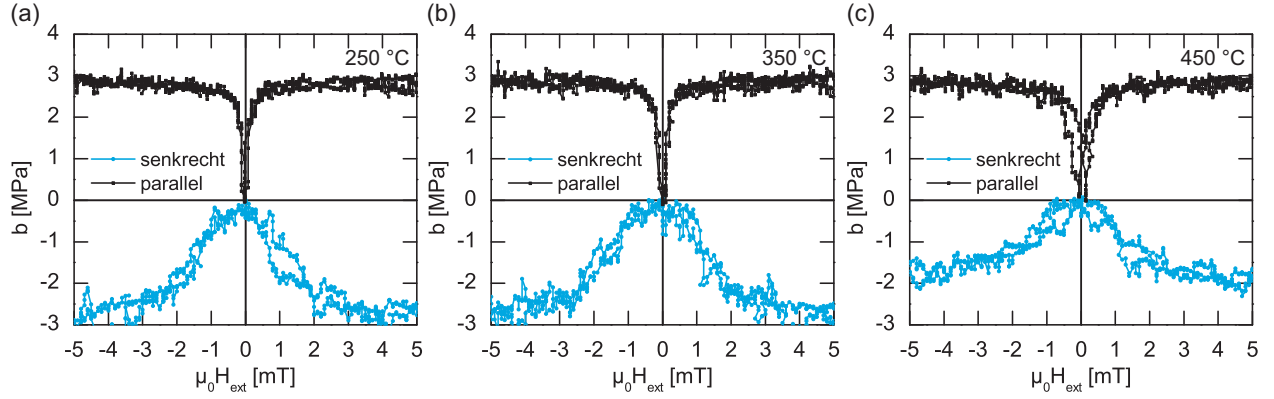


Abbildung 5.6.: Magnetoelektrischer Kopplungskoeffizient b von thermisch behandelten $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schichten. Das äußere Feld lag parallel beziehungsweise senkrecht zur langen Achse der Probe.

Tabelle 5.2.: Übersicht von Koerzitiv- (H_c) und Anisotropiefeldern (H_k) unbehandelter und thermisch behandelter $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schichten. Die Indizes e und h stehen für die leichte beziehungsweise harte Achse der Magnetisierung. Die Entmagnetisierung durch das innere Feld der magnetischen Schicht ist nicht berücksichtigt.

Temperatur	$\mu_0 H_{ke}$ [mT]	$\mu_0 H_{kh}$ [mT]	$\mu_0 H_c$ [mT]
unbehandelt	1	2	0
250 °C	1	1,5	0
350 °C	1,2	2	0
450 °C	1,5	1,5	0,14/0,25

5.3. Zusammenfassung

Unbehandelte gesputterte $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schichten besitzen eine ausgeprägte Anisotropie der Magnetostriktion. Grund hierfür ist die Feldinduzierung einer harten und leichten Achse der Magnetisierung durch ein magnetisches Bias-Feld während des Filmwachstums. Die abgeschiedenen Schichten sind weichmagnetisch, röntgenamorph und frei von Hysterese-Effekten. Beobachtet wurde eine ausgeprägte magnetische 180° Streifendomänenstruktur der amorphen Schichten.

Die Untersuchung der Temperaturstabilität ergab, dass eine Wärmebehandlung bis 350 °C zu keinen negativen Effekten führt. Sowohl eine unkritische Verringerung im senkrechten Sättigungskoeffizienten als auch ein unproblematischer Verlust der magnetostriktiven Anisotropie waren zu beobachten, welche durch ein zusätzliches Magnetfeldglühen wieder hergestellt werden könnten. Auf die Sensorfunktion sollte dies keinen negativen Einfluss haben. Ein bei

450 °C getemperter Film wies FeCo(110)-Beugungsreflexe auf und zeigte ein ausgeprägtes Hysterese-Verhalten.

Zudem konnte eine Veränderung der Schichteigenspannung von Druck nach Zug durch die Temperungen festgestellt werden.

6. Transienter Flüssigphasen-Bondprozess

Bei der Entwicklung des TLP-Bondprozesses wurde auf Erfahrungen des Fraunhofer ISIT bei der Verkapselung von Hochfrequenz-Mikroschaltern (HF-MEMS) aufgebaut [234]. Zudem waren die Untersuchungen teilweise Bestandteil einer Masterarbeit mit dem Titel „Entwicklung einer metallischen Niedertemperatur-Verbindungstechnik für Siliziumwafer“ von Maria Claus [46]. Durch die Verwendung des vorhandenen Bauelementeprozesses für HF-MEMS waren Einzelprozessentwicklungen für die Herstellung geeigneter Versuchsproben nicht notwendig. Darüber hinaus ließen sich die Versuchsergebnisse mit den vorhandenen Erfahrungswerten beurteilen. Die untersuchten Materialsysteme waren (Au-Sn), (Cu-Sn) und (Au-Cu-Sn). Das folgende Kapitel befasst sich mit der Probenherstellung sowie der Durchführung und Auswertung der Bondversuche.

6.1. Probenherstellung und Charakterisierung

Die gefertigten Bondrahmen besaßen laterale Abmaße von $1,5 \times 1,55 \text{ mm}^2$ mit einer Breite von $80 \text{ }\mu\text{m}$. Während auf dem Bodenwafer nur der Bondrahmen bestehend aus Au oder Cu aufgebracht wurde, verfügte der Kappenwafer zusätzlich über eine Kavität und einen Au/Sn beziehungsweise Cu/Sn-Bondrahmen. Der Grund für die einseitige Sn-Abscheidung war vom Standpunkt der Prozessintegration aus motiviert. Die Herstellung des Kappenwafers ist in der Regel von geringerer Komplexität und dadurch mit weniger Restriktion hinsichtlich der Prozessführung, als die Prozessierung des Bodenwafers, welcher meist die sensitiven MEMS-Strukturen besitzt. Eine schematische Darstellung eines einzelnen Bondrahmenelements von Boden- und Kappenwafer ist in Abbildung 6.1 zu sehen.

6.1.1. Bodenwaferprozessierung

Ausgangsmaterial für den Bodenwafer waren einseitig polierte, 200 mm (100)-orientierte Si-Substrate. Ausgehend von einer thermischen Nassoxidation (ASM A400) wurde zu Beginn eine 650 nm SiO_2 -Schicht aufgewachsen. Anschließend erfolgte die Abscheidung (Oerlikon EVO II) der galvanischen Startschicht (engl. Plating Base, PB), bestehend aus dem Haftvermittler 20 nm Ti und der eigentlichen Startschicht von 200 nm Au. Unter Verwendung der Photolackform Micro Chemicals AZ4562 (SUSS ACS200, SUSS MA200) wurde das Grundmetall Au beziehungsweise Cu galvanisch abgeschieden (Rena x-EPT). Hierbei kamen kommerzielle Galvanikbäder ATMI CUBATH SC für Cu und Enthone MICROFAB für Au zum Einsatz. Die Bondrahmenhöhe wurde pro Durchlauf mit einem Testwafer eingestellt und die Einhaltung für jeden Wafer mit einem Profilometer (Dektak 3TS) überprüft. Nachdem die Photolackform mit einer Sequenz aus den Lösemitteln Arch Chemicals RER500 und DuPont EKC830 entfernt wurde (Anhang A.3), erfolgte die Ätzung der PB. Die Entfernung

der PB oder zumindest der Au-Startschicht war erforderlich, um ein ungewolltes Abfließen des Sn vom Bondrahmen zu verhindern. Für die Ätzung der Au-Startschicht wurde eine Lösung aus $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3:\text{CH}_4\text{N}_2\text{S}:\text{C}_6\text{FeK}_3\text{N}_6$ im Mischungsverhältnis 3:3:1 verwendet, auch geläufig unter dem Begriff Saphir-Ätze. Zur Ätzung des Ti fand eine modifizierte SC1-Lösung (Anhang A.3) Verwendung. Im Falle der Cu-Bondrahmen wurde das Ti nicht geätzt, da zum Zeitpunkt der Versuche keine der verfügbaren Ätzlösungen selektiv zu Cu war. Während der Au-Startschichtätzung wurden die Au-Bondrahmen ebenfalls abgetragen. Um dies zu kompensieren, erfolgte gegenüber dem Kappenwafer eine um $0,2\text{ }\mu\text{m}$ höhere Abscheidung.

Zur Aktivierung der Cu-Oberfläche wurden die Proben vor dem Bonden mit einer PWS-Ätzlösung für 10 s behandelt. Unter Aktivierung versteht man im Falle von Bondprozessen die Entfernung von Rückständen und Oxidschichten von den aktiven Bondflächen. Als Folge der Aktivierung verringerte sich die Cu-Bondrahmenhöhe um $0,5\text{ }\mu\text{m}$ und muss entsprechend bei der Abscheidung berücksichtigt werden.

Neben den Bondrahmen wurden auf dem Bodenwafer die Justagemarken für das Waferbonden und die Teststrukturen für den Korrosionstest erzeugt.

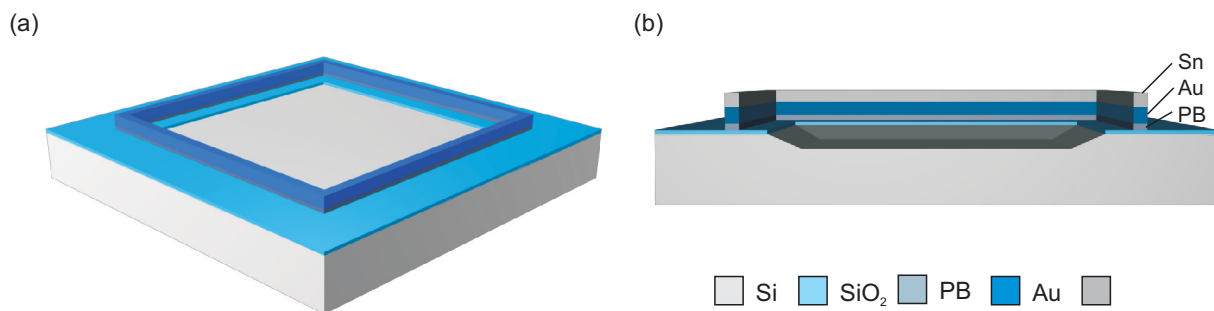


Abbildung 6.1.: Vereinfachte schematische Darstellung eines einzelnen Bondrahmenelements für (a) Sensor- und (b) Kappenwafer mit SiO_2 (hellblau), galvanischer Startschicht (dunkelgrau), Grundmetall (blau) und Sn (hellgrau). Das Kappenelement ist im Querschnitt dargestellt. Nicht eingezeichnet sind die Teststrukturen des Bodenwafers (mit freundlicher Unterstützung von Frank Senger).

6.1.2. Kappenwaferprozessierung

Als Substrate für die Kappenwaferherstellung dienten doppelseitig polierte, 200 mm (100)-orientierte Si-Wafer. Die Prozessierung startete mit dem thermischen Wachstum einer 650 nm SiO_2 -Schicht (ASM A400). Unter Verwendung von Vorder- und Rückseitenlithographie (SUSS ACS200, SUSS MA200) wurde das SiO_2 auf beiden Seiten jeweils mit einem $\text{Ar}/\text{CF}_4/\text{CHF}_3$ -basierten Trockenätzprozess (Applied Materials P5000 MxP+) geöffnet. Nach der nasschemischen Entfernung des Photolackes mit einer Abfolge aus RER500 und EKC830 fand die Ätzung des ungeschützten Si im Bereich des geöffneten SiO_2 in 25 Vol.-% KOH bei 85°C statt. Dabei wurden die Justagemarken für das Sägen sowie Waferbonden und die Bauelementkavitäten definiert. Während dieses Schritts kam es zur Schädigung des SiO_2 , weshalb eine Entfernung mit BOE (Anhang A.3) erforderlich war. Nach einer erneuten thermischen Oxidation von 200 nm (ASM A400) wurde das Grundmetall, wie beim Bodenwafer, galvanisch abgeschieden. Zusätzlich fand eine Abscheidung von Sn auf das Grundmetall statt. Für das Sn-Wachstum wurde das kommerzielle Galvanikbad Stannostar GMM von Enthone verwendet. Die Entlackung und PB-Ätzung fand analog zum Bodenwafer statt.

6.1.3. Bondprozess

Die Versuche zur Entwicklung einer TLP-Bondtechnologie wurden mit Anlagen vom Typ SB-8e der Firma SUSS MicroTec durchgeführt (Abb. 6.2(a)). Vor dem Bonden erfolgte die Einspannung der Wafer in einer speziellen Ausrichtungs- und Transportvorrichtung (engl. fixture), welche über Abstandshalter (engl. spacer) getrennt gehalten wurden (Abb. 6.2(b)).

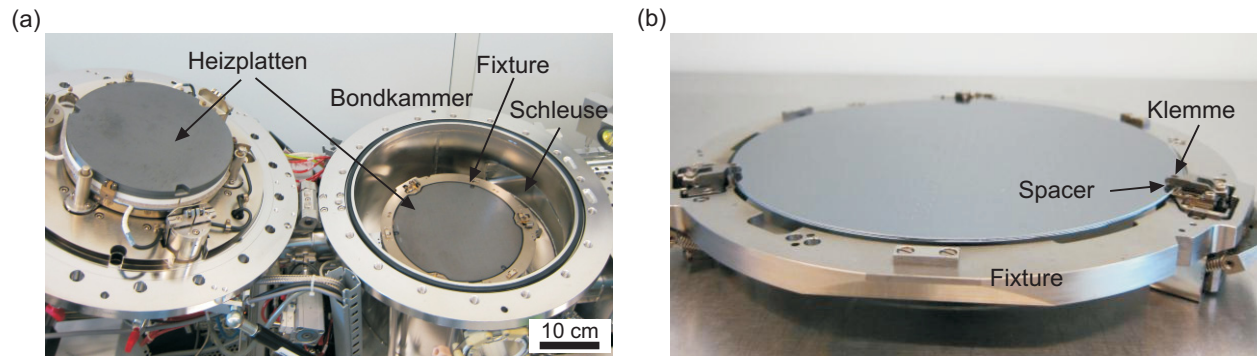


Abbildung 6.2.: (a) Foto einer geöffneten Bondkammer. Zu sehen sind obere und untere Heizplatte sowie ein geladenes Fixture ohne Wafer. Während des Bondens erfolgt die Beladung der geschlossenen Kammer über eine Schleuse an der Seite des Bonders (rechts im Bild). (b) Foto eines Fixture mit eingespannten Waferpaar.

Der Bondvorgang begann mit einem Abpumpen der Prozesskammer. Die Spacer ermöglichten dabei das Evakuieren des Waferzwischenraumes. Im Anschluss an die Evakuierung des Systems ($5 \cdot 10^{-5}$ mbar) wurden die zu bondenden Wafer über die Heizplatten zusammengepresst, die Spacer entfernt und der eingestellte Bonddruck, zum Zusammenpressen der Wafer, von 5600 mbar aufgebaut. Die Initialtemperatur T_i der Heizplatten beim Beladen betrug 100°C . Diese begannen sich nach Erreichen des Bonddrucks auf die Bondtemperatur T_B aufzuheizen. Eine schematische Darstellung des Temperatur- und Bondprofils ist in Abbildung 6.3 zu sehen.

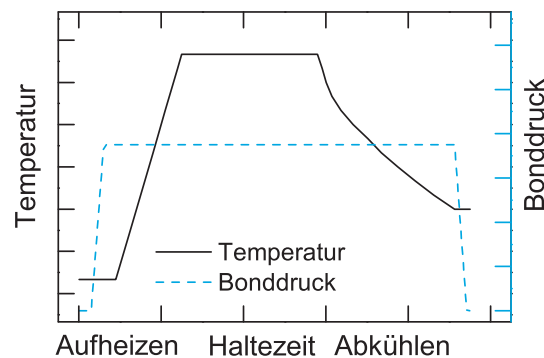


Abbildung 6.3.: Vereinfachte schematische Darstellung des Temperatur- und Bonddruckprofils. Gekennzeichnet sind zudem die wichtigen Kenngrößen Initialtemperatur, Bondtemperatur, Aufheizphase, Haltezeit und Abkühlungsphase.

Damit ein Überschwingen der Temperatur vermieden wird, fand in der Aufheizphase bei $T_B - 20\text{ K}$ eine Stabilisierung der Temperatur für 20 s statt. Die Bondtemperatur wurde für

die Länge einer definierten Zeit, der Haltezeit, gehalten. Danach erfolgte ein Abkühlen der Wafer auf 150 °C und ein Entladen des Waferpaares.

Für die weitere Untersuchung der Güte der Bondverbindung mussten die Wafer unter Verwendung des Wafersägens (Disco DFD 6340) in Einzelelemente zerteilt werden. Zuerst erfolgte dabei ein Zuschnitt des Kappenwafers (engl. cap dice) und anschließend das Sägen des Bodenwafers (engl. final dice). Die Kappe der einzelnen Elemente wurde hierbei kleiner definiert als der Bodenchip. Ein gesägtes Waferpaar und ein vergrößertes Einzelelement sind in Abbildung 6.4 gezeigt.

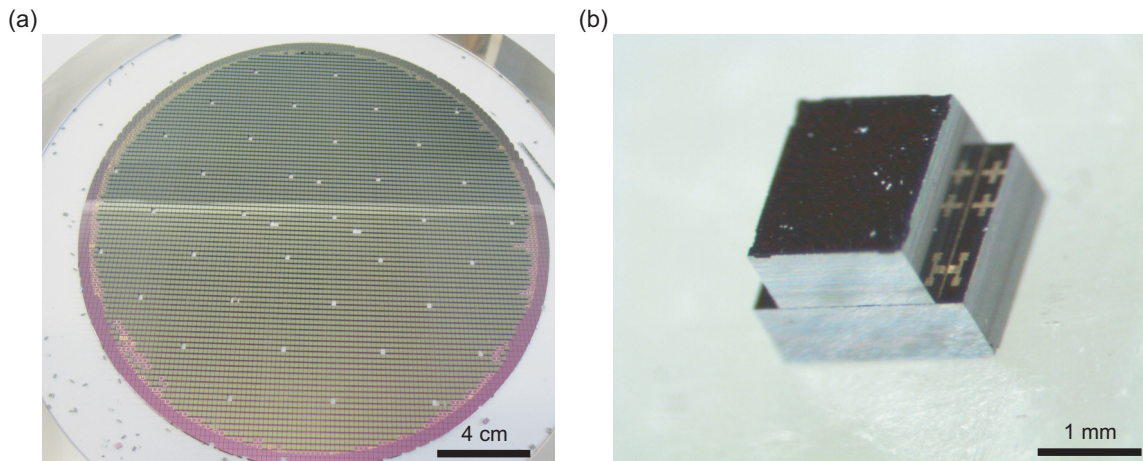


Abbildung 6.4.: (a) Foto eines vereinzelteten Waferpaares auf Sägerahmen und (b) eine vergrößerte Darstellung eines Einzelelements.

6.2. Bewertung der Bondqualität

Zur Beurteilung der Qualität der Bondflächen ist eine Untersuchung der Bondverbindungen mit verschiedenen Prüfverfahren notwendig. Zudem lassen sich dadurch die Einflüsse der verwendeten Prozessparameter bewerten, um somit gegebenenfalls Anpassungen vorzunehmen. Im Folgenden sollen die Prüfverfahren kurz vorgestellt werden.

Mechanische Ausbeute: Als erstes qualitatives Indiz einer erfolgreichen Bondung ist die Zahl der abgelösten Kappen nach dem Wafersägen. Aufgrund der mechanischen Belastung der Kappe durch das Vereinzeln kommt es bei mangelhaften Bondverbindungen zu dessen Bruch. Da die Bauelemente in der Regel nach der Vereinzelnung keiner nennenswerten mechanischen Belastung mehr ausgesetzt werden, stellt das Wafersägen einen mechanischen Festigkeitstest dar. Hierbei ist vorteilhaft, dass die Einzelelemente als Waferverbund auf einem Sägerahmen vorliegen und die Ausbeute nicht abgelöster Kappen durch Auszählen erfolgen kann.

Bondfestigkeit: Die Bestimmung der Festigkeit einer Bondverbindung ist ein wichtiges Kriterium für die Bondqualität. Gute Bondverbindungen zeichnen sich durch eine hohe mechanische Belastbarkeit aus. Zur Ermittlung der Bondfestigkeiten wurden zerstörende Scherversuche durchgeführt. Beim Schertest (Dage 2400 PC) wurden Versuchsproben in dem Graben des Messtisches platziert (Abb. 6.5(a)) und der Schermeißel seitlich gegen den

Deckel des Bauteils gedrückt. Die Kraft des Meißels wurde dabei kontinuierlich erhöht bis es zum Bruch der Probe bei der Kraft F_τ kam. Die Scherspannung ergibt sich daraus zu:

$$\tau = \frac{F_\tau}{A_B} \quad (6.1)$$

Wobei A_B die gebondete Fläche angibt. Bedingt durch Justagefehler entsprach die gebondete Fläche nicht der Sollfläche. Für die Ermittlung der tatsächlichen Bondfläche A_B wurde die Größe des Bondrahmenversatzes über eine Infrarotinspektion gemessen. Zur Bestimmung der Scherspannung wurden 30 Proben je Experiment untersucht.

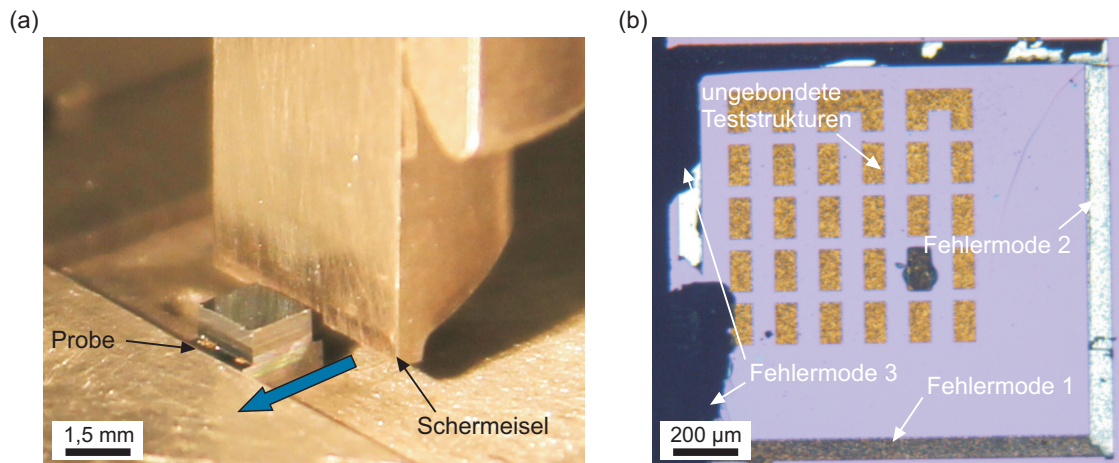


Abbildung 6.5.: (a) Vergrößerte Aufnahme des Messaufbaus (Dage PC 2400) für die Bestimmung der Scherfestigkeit. Die Probe ist an einer Seitenwand des Messtischgrabens platziert. Der blaue Pfeil gibt die Fahrtrichtung des Meißels an. (b) Foto eines geschernten Bodenelements mit den unterschiedlichen Fehlermodi (fm): (1) Bruch im Metallrahmen, (2) Bruch in oder an der PB, (3) und Bruch im Si oder SiO_2 .

Bruchanalyse: Das Bruchbild gescherter Proben liefert wichtige Informationen über die Bondqualität und mögliche Ursachen für Ausfälle. Zur Bruchanalyse wurden alle geschernten Proben unter einem Lichtmikroskop inspiziert und der prozentuale Anteil der Bruchtypen bestimmt. Dabei wurden die drei Bruchtypen (1) Bruch im Metallrahmen, (2) Bruch in oder an der PB und (3) Bruch im Si oder SiO_2 zur Klassifizierung verwendet. Die drei Fehlerbilder sind in Abbildung 6.5(b) gezeigt. Anhand dieser Klassifizierung lassen sich Hauptausfallursachen, wie passivierendes Cu-Oxid, identifizieren. Erfahrungsgemäß gilt, dass eine prozentuale Gleichverteilung an Bruchtypen auf eine gute Bondverbindung hinweist [234].

Metallographische Untersuchung: Mit Hilfe metallographischer Untersuchungen ist eine Analyse der Metallgefüge von Bondverbindungen möglich. Hiermit können Homogenität, Lunkerbildung und metallische Phasen der entstehenden Verbindung bestimmt werden. Für die metallographischen Untersuchungen wurde aus jedem Versuch drei Proben in ein Epoxid-Harz eingebettet. Anschließend erfolgte ein Polieren der Proben, bis der Querschnitt der Bondverbindung sichtbar wurde. Die Analyse des Querschnitts (Abb. 6.6) fand mittels optischem Mikroskop, REM (Zeiss DSMLEO982) und EDX-Analyse (Oxford Instruments EDS INCA) statt. Jede dargestellte EDX-Messung ist eine Mittelung aus drei Linienscans.

Dichtigkeitsuntersuchungen: Die zu entwickelnde Bondverbindung soll zur hermetischen Verkapselung der ME-Sensoren dienen, weshalb zur Bewertung der Dichtigkeit die Auslagerung gebondeter Elemente in einem Autoklaven (engl. pressure cooker tester, PCT) erfolgte. Im PCT (Systec Autoklav DE-45) wurden die Proben für 96 Stunden bei 120 °C, 100 % Luftfeuchtigkeit und einem Druck von 1,2 bar gelagert. Nach dem PCT wurden die Proben gesichert, und es erfolgte die Durchführung einer Bruchanalyse. Durch die chemisch-physikalische Belastung sollten Undichtigkeiten in der Bondverbindung zur Korrosion des Bondrahmens führen und dies sich erfahrungsgemäß durch eine signifikante Verringerung in der Scherfestigkeit und im veränderten Bruchverhalten widerspiegeln.

Außerdem wurden die Bruchflächen sowie Cu-Teststrukturen unter Verwendung eines optischen Lichtmikroskops auf Verfärbung inspiziert. Bei dem (Cu-Sn)-System dienten die abgeschiedenen Cu-Teststrukturen des Bodenwafers und das nicht geätzte Ti der PB als Indikator für die Dichtigkeit. Während bei den (Au-Sn)-Bondrahmen zusätzlich Bodenwafer gebondet wurden, bei denen eine Abscheidung von 30 nm Cu über eine Schattenmaske innerhalb der Bondrahmen erfolgte. Im Falle der ternären Systeme fand eine Untersuchung der, aufgrund eines relativ starken Justagefehlers, nicht gebondeten Cu-Flächen statt.

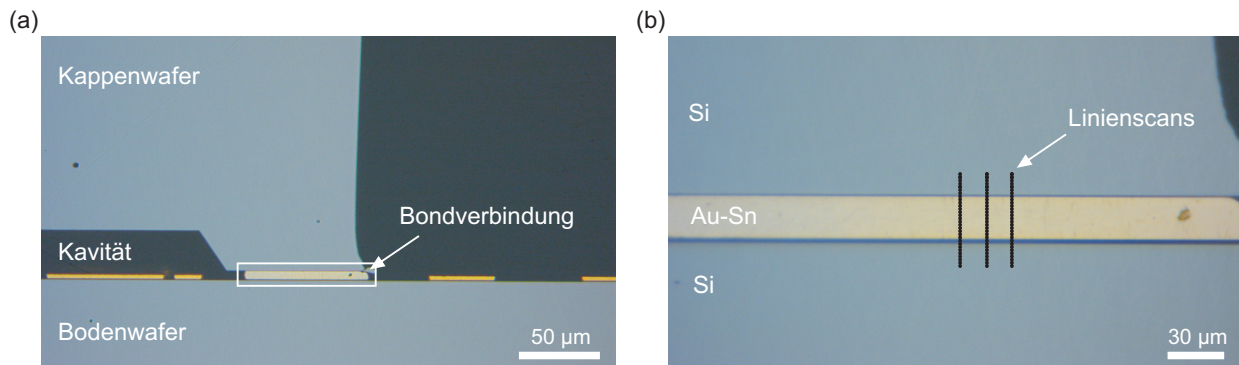


Abbildung 6.6.: (a) Foto des Querschnitts einer polierten Probe. (b) Vergrößerter Ausschnitt des Bondrahmens (weiß umrahmte Region in (a)). Die drei schwarz gepunkteten Linien veranschaulichen die EDX-Linienscans über welche eine Mittelung erfolgte.

6.3. Bondversuche

Um sicherzustellen, dass beim Erreichen der Schmelztemperatur von Sn ausreichend Material zur vollständigen Benetzung der Grundmetalle zur Verfügung stand, war es notwendig für die in Kapitel 2.5 vorgestellten Materialsysteme (Au-Sn), (Cu-Sn) und (Au-Cu-Sn) die minimale Sn-Schichtdicke (2.25–2.27) zu berechnen. Die zur Berechnung verwendeten Parameter sind in Tabelle 6.1 wiedergegeben.

Für das (Au-Sn)-System folgte demnach eine minimale Sn-Höhe von 1,4 µm. Der Zielwert von 8 Gew.-% Sn im finalen Bondrahmen führte zu einer benötigten Au-Dicke von 5,9 µm. Unter Berücksichtigung der Oberflächenrauigkeit von ungefähr 0,2 µm je Bondrahmen und einer Sicherheitsspanne von 10 % ergab sich eine Sn-Höhe von 2,0 µm und eine entsprechende Au-Gesamtdicke von 6,4 µm.

Aufgrund der langsameren Interdiffusionsvorgänge im (Cu-Sn)-System betrug die berechnete minimale Sn-Dicke nur 0,04 µm. Durch die geringe Höhe wurde sich für ein handhabbares Maß von 1,5 µm beziehungsweise 3,0 µm entschieden. Der Grund hierfür lag zum einen in

der Möglichkeit solche Maßstäbe unter einem Lichtmikroskop aufzulösen und zum anderen darin, dass solche Dicken im gut kontrollierbaren Abscheideregime der verwendeten Galvanik lagen. Für die Festlegung der Cu-Rahmenhöhe musste lediglich sichergestellt sein, dass ausreichend Material vorhanden war, um eine vollständige Umwandlung des Sn in die ϵ Phase zu gewährleisten. Aus diesem Grund wurde die Cu-Dicke der Bondrahmen auf mindestens das Doppelte der Sn-Höhe gesetzt. Es sei hier noch angemerkt, dass die berechneten Schichtdicken nur als Startpunkt dienten. Eine Anpassung der Schichtdicken kann nach Durchführung erster Bondversuche gegebenenfalls erforderlich sein.

Tabelle 6.1.: Materialkonstanten und Prozessparameter zur Berechnung der minimalen Sn-Dicke (Kap. 2.5.4).

Parameter	(Au-Sn)	(Cu-Sn)	Quelle
k_0	$5 \cdot 10^4 \mu\text{m}^2/\text{s}$	$1,7 \mu\text{m}^2/\text{s}$	[33], [129]
E	0,607 eV	0,49 eV	[33], [129]
T_m	505 K	505 K	[33]
T_i	373 K	373 K	Bondsystem ¹
τ	30 K/min	30 K/min	Bondsystem ²
C_A	8 % ³	32 % ³	Phasendiagramm
ρ_A	17,27 g/cm ³	8,27 g/cm ³	[117], [29]
ρ_{Sn}	7,29 g/cm ³	7,29 g/cm ³	[187]

¹Standard Beladetemperatur für Bondwerkzeug SB-8e von SUSS MicroTec

²Maximale Heizrate für Bondwerkzeug SB-8e von SUSS MicroTec

³Gewichtsprozent von Sn in der angestrebten Phase

Die Berechnungen der Schichtdicken für das ternäre Phasensystem (Au-Cu-Sn) sind deutlich komplexer und weniger vertrauenswürdig, weshalb diese aus Ergebnissen der Literatur abgeleitet wurden. Nach Beobachtungen von Yen *et al.* [275] sowie von Chang und Mitarbeitern [36] finden in diesem System komplexe Phasenentstehungsvorgänge bei 200 °C statt. Jedoch lässt sich aus den Ergebnissen folgern, dass sich relativ unabhängig von den Schichtdicken der Grundmetalle Au, Cu und Sn die breite χ Phase $((\text{Cu}_{1-x}\text{Au}_x)_6\text{Sn}_5)$ einzustellen scheint. Für erste Versuche war vor allem eine ausreichende Sn-Dicke zur Benetzung der Grundmetalle Voraussetzung. Unter der Annahme, dass auch im ternären System die Reaktion von Sn mit Cu langsamer abläuft, als die Reaktion zwischen Sn und Au, wurden die berechneten 2 μm für die Zwischenschicht des (Au-Sn)-Systems zugrunde gelegt. Aus Symmetriegründen wurde die Cu-Höhe ebenfalls auf 2 μm gesetzt und dieses auf der Kaptenwaferseite abgeschieden. Damit sollte durch den langsameren Reaktionsprozesses von Sn und Cu die Umwandlung beim Beladen des Bonders minimiert werden. Da die Versuche von Yen und Chang anhand von isothermen Reaktionsvorgängen durchgeführt wurden, ist ein Übertragen der Ergebnisse auf die Vorgänge während des Bondprozesses nur eingeschränkt möglich. Eine Einstellung der endgültigen Phase sollte durch weiterführende Versuche erfolgen.

Die Festlegung der Haltezeiten basierte auf den Erkenntnissen des etablierten Prozesses für die Herstellung von HF-MEMS [234]. Im Fokus standen dabei kurze Haltezeiten, um das thermische Budget auf ein Minimum zu reduzieren. Ausgehend von Ergebnissen erster

Bondversuche mit einer Haltezeit von 10 min wurden weitere Versuche mit angepassten Haltezeiten (20 min und 30 min) durchgeführt.

Die Bondtemperaturen wurden von 240 °C bis 280 °C variiert. Ziel war die Entwicklung eines Bondprozesses im Temperaturbereich des magnetischen Feldglühens von 250 °C und damit unterhalb der Rekristallisationstemperatur der amorphen $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Schicht.

Eine Übersicht der Bondversuche mit den variierten Parametern Schichtsystem, Schichtdicke, Bondtemperatur und Haltezeit ist in Tabelle 6.2 gegeben.

Tabelle 6.2.: Übersicht durchgeführter TLP-Bondexperimente mit den variierten Parametern Schichtsystem, Schichtdicke, Bondtemperatur und Haltezeit.

Versuche	Systeme	Schichtdicken [μm]	Bondtemperatur ¹ [°C]	Haltezeiten [min]
A1-A3	Au/Sn/Au	3,2/2,0/3,2	240	10, 20, 30
B	Au/Sn/Au	3,2/2,0/3,2	260	10
C ²	Au/Sn/Au	3,2/2,0/3,2	280	8
D	Cu/Sn/Cu	3,0/1,5/3,0	240	20
E	Cu/Sn/Cu	3,0/1,5/3,0	260	10
F	Cu/Sn/Cu	4,0/3,0/4,0	260	20
G	Cu/Sn/Cu	4,0/3,0/4,0	280	20
H1-H3	Au/Sn/Cu	2,0/2,0/2,0	240, 260, 280	10

¹Hierbei handelt es sich um den Sollwert im Anlagenrezept. Die Wafertemperatur liegt circa 5 K höher (Anhang A.4)

²Dieser Versuch basiert auf einen bereits am Fraunhofer ISIT etablierten Bondprozess [234]

6.4. Experimentelle Ergebnisse

6.4.1. Bondausbeute

Alle gebondeten Wafer besaßen eine Ausbeute von größer 90 %. Der Grund für den Ausfall einiger Elemente lag vermutlich in der Bildung passivierender Schichten auf den Bondrahmenflächen. Ablagernde Organik aus den Entlackungsprozessen oder verbleibende dünne Oxidfilme durch eine unzureichende Aktivierung können die Reaktion zwischen den Bondmedien hemmen [155, 182, 258]. Eine Verbesserung in der Prozessabfolge durch zusätzliche Reinigungs- und Aktivierungsschritte, wie O₂ oder Ar-Plasmabehandlungen, sollten zu einer Ausbeute von nahezu 100 % führen.

6.4.2. Metallographische Untersuchungen

(Au-Sn)-Bondverbindung

Abbildung 6.7(a) zeigt repräsentativ für jeden (Au-Sn)-Bondversuch ein Schliffbild. Alle Bondverbindungen sind nahezu lunkerfrei. Mit Ausnahme der Bondversuche A1 und A2 besitzen alle Proben eine homogene, hellgelbe Verbindung ohne sichtbare Körner und Phasengrenzen.

In Abbildung 6.7(a.1) ist eine dünne, graue Zwischenschicht zu erkennen und Abbildung 6.7(a.2) besitzt hellgraue Flecken in der Mitte des Bondrahmens. EDX-Untersuchungen bestätigen diese grauen Bereiche als nicht vollständig umgewandeltes Sn (Abb. 6.8(a)). Bei diesen Versuchen war die Kombination aus Haltezeit und Bondtemperatur nicht ausreichend, um das Sn vollends zu konsumieren. Eine Verlängerung der Haltezeit von 20 min auf 30 min (Versuch A3) führte zur vollständigen Umwandlung der Sn-Schicht.

Das Vorhandensein einer dünnen Schicht nicht konsumierten Sn im Versuch A1, die fast lunkerfreien Verbindungen und kein Auftreten von herausgedrücktem Sn zeigen, dass die gewählte Sn-Dicke ausreichend war. Die wenigen Lunker sind vermutlich auf Verunreinigungen oder Sn-Oxid zurückzuführen [155, 182, 258].

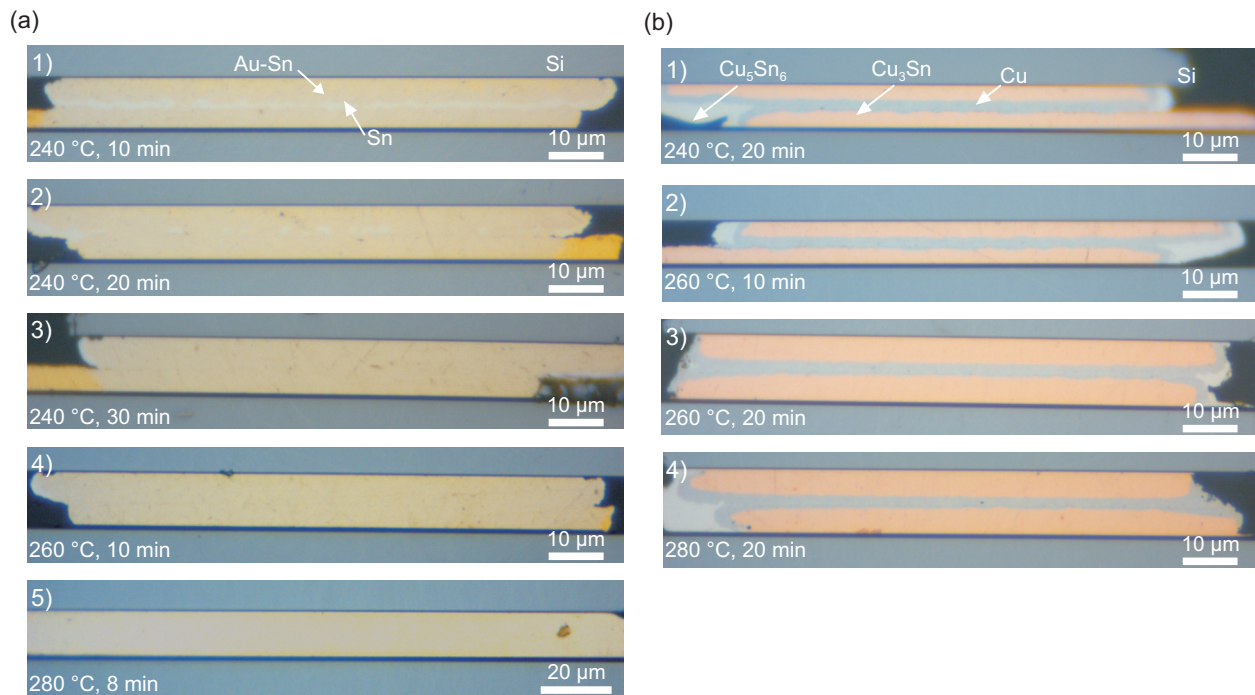


Abbildung 6.7.: Schliffbilder von (a) (Au-Sn) und (b) (Cu-Sn)-Bondrahmen. Die Bondtemperaturen und Haltezeiten sind für jedes Bild in der unteren linken Ecke angegeben. (a) Die Bilder (1-5) entsprechen den Versuchen (A-C) aus Tabelle 6.2. (b) Die Bilder (1-4) entsprechen den Versuchen (D-G) aus Tabelle 6.2.

Die Ausprägung homogener Bondverbindungen und die Verifizierung der angestrebten 8 Gew.-% Sn wurden durch EDX-Messungen und REM-Untersuchungen bestätigt. Stellvertretend für die homogenen Bondverbindungen (Abb. 6.7(a.3)-6.7(a.5)) ist in Abbildung 6.8(b) eine REM-Aufnahme und ein EDX-Linienscan aus Versuch B zu sehen. Im EDX-Linienscan ist die Ausprägung der kontinuierlichen Verbindung mit 8 Gew.-% Sn zu erkennen, was der metallischen ζ/ζ' Phase entspricht.

Die nicht vollständige Umwandlung des Sn im Versuch A1 wird durch REM- und EDX-Analysen von (Abb. 6.8(a)) bestätigt. Im REM-Bild wird dieser Bereich durch den Kontrastunterschied deutlich, welcher sich im EDX-Linienscan als Anstieg des Sn-Anteils in der Mitte der Bondverbindung offenbart. EDX- und REM-Analysen der weiteren Versuche sind im Anhang A.4 zu finden.

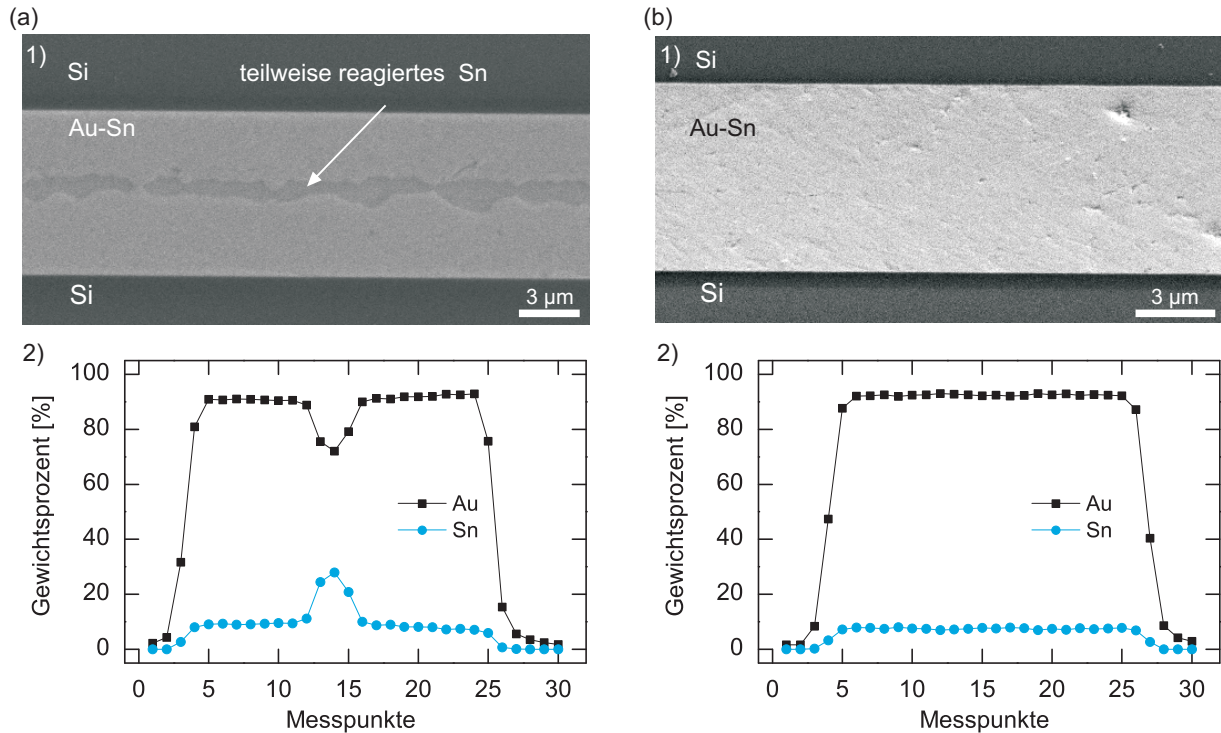


Abbildung 6.8.: REM-Aufnahme (1) und EDX-Linienscan (2) für die Versuche (a) A1 und (b) B. (a) Der EDX-Linienscan identifiziert den dunklen Streifen in der Mitte der REM-Aufnahme als nicht vollständig konsumiertes Sn. (b) Im REM-Bild ist eine homogene und lunkerfreie Bondverbindung zu erkennen. Der EDX-Linienscan bestätigt die Ausprägung einer homogenen Verbindung mit einem kontinuierlichen Sn-Anteil von 8 Gew.-% über die gesamte Höhe der Bondverbindung.

(Cu-Sn)-Bondverbindung

In Abbildung 6.7(b) sind die Schlifffbilder der (Cu-Sn)-Bondversuche D-G aus Tabelle 6.2 gezeigt. Alle Experimente weisen nahezu perfekte Bondflächen auf. Die wenigen Lunker sind wahrscheinlich verursacht durch Verunreinigungen und nicht entfernte Oxidschichten [155, 182, 258]. An der dunkelgrauen Färbung der Zwischenschicht ist zu erkennen, dass eine gänzliche Umwandlung des Sn stattgefunden hat [96]. Selbst für die Versuche E und F mit einer Verdoppelung der Sn-Dicke von $1,5 \mu\text{m}$ auf $3,0 \mu\text{m}$ hat eine vollständige Reaktion des Sn mit dem Cu stattgefunden. Die teilweise noch hellrötliche Färbung des Cu verrät hingegen, dass es nicht vollständig umgewandelt wurde.

EDX-Messungen bestätigen eine Bondverbindung aus einer Cu/Cu-Sn/Cu-Schichtfolge. Exemplarisch für alle Versuche ist in Abbildung 6.9(a) eine REM-Aufnahme und ein EDX-Linienscan vom Versuch E gezeigt. Die (Cu-Sn)-Zwischenschicht besitzt einen homogenen Anteil von 38 Gew.-% Sn und entspricht der angestrebten ϵ Phase (Cu_3Sn). Dies stimmt mit Beobachtungen von Hoivik *et al.* überein [96]. Bedingt durch geringfügige Fehljustagen ist in einigen Versuchen ein Überschuss von Sn am Rand der Bondrahmen vorhanden. Dieser Überschuss resultiert in einem Bereich nicht umgewandelter η Phase (Cu_5Sn_6). Darüber hinaus ist kein herausgedrücktes Sn zu beobachten. Zusammen mit den wenigen vorhandenen Lunkern lässt dies den Schluss zu, dass die Sn-Dicke mit $1,5 \mu\text{m}$ beziehungsweise $3,0 \mu\text{m}$ passend gewählt wurde. Weitere EDX- und REM-Analysen zu den (Cu-Sn)-Versuchen sind im Anhang A.4 zu finden.

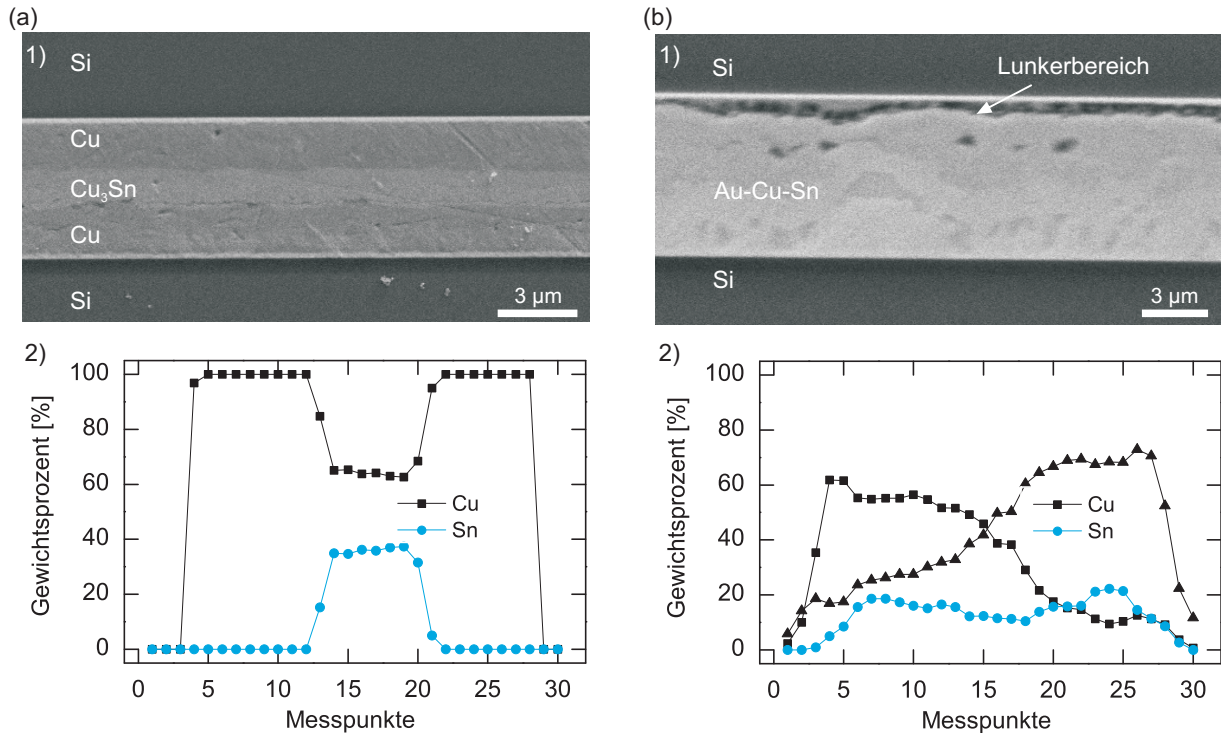


Abbildung 6.9.: REM-Aufnahme (1) und EDX -Linienscan (2) für (a) Versuch E und (b) Versuch H1/H2 aus Tabelle 6.2. (a) In der REM-Aufnahme ist die nahezu lunkerfreie Ausbildung der Bondverbindung zu erkennen. Zudem ist die im EDX-Linienscan bestimmte Schichtanordnung Cu/Cu-Sn/Cu gut durch den Kontrastunterschied im REM-Bild auszumachen. Die homogene (Cu-Sn)-Phase besitzt ein Sn-Anteil von 38 Gew.-% und entspricht damit der angestrebten ϵ Phase (Cu₃Sn). (b) Im REM-Bild (Versuch H1) ist ein ausgeprägter Bereich der Lunkerentstehung zu sehen. Zudem deuten die Kontrastunterschiede auf die Ausbildung einer inhomogenen Bondverbindung mit unterschiedlichen Phasen hin. Der EDX-Linienscan (Versuch H2) bestätigt das Auftreten einer inhomogenen Verbindung mit variierenden Gewichtsanteilen der einzelnen Elemente.

(Au-Cu-Sn)-Bondverbindung

Für das ternäre System (Au-Cu-Sn) sind die Schlifffbilder in Abbildung 6.10(a) gezeigt. Aufgrund einer ausgeprägten, unkritischen Fehljustage bei den Versuchen H2 und H3 befindet sich an den Bondrahmenrändern nicht oder nur teilweise umgewandeltes Grundmetall. Der Verbindungsbereich besteht aus einer hellgelben, goldreichen Schicht und einer kupferreichen, dunkelgrauen Regionen. Am Übergang zwischen dem Reaktionsbereich (Au-Cu-Sn) und dem Cu-Grundmetall ist eine ausgeprägte Lunkerbildung auszumachen. Es wird vermutet, dass es hier zur Entstehung von Kirkendall-Voids gekommen ist [129]. Diese haben ihre Ursache in unterschiedlichen Interdiffusionsraten von Metallen an Grenzflächen. Diffundiert ein Element deutlich schneller kommt es zur Entstehung von atomaren Vakanzen. Diese Vakanzen vereinigen sich zu Hohlräumen, den sogenannten Kirkendall-Voids. Hinzu kommt, dass im Gegensatz zu den Experimenten des binären (Cu-Sn)-Systems das Cu fast gänzlich umgewandelt wurde. Anscheinend ist der Cu-Diffusionsvorgang stark beschleunigt im ternären System. Diese Annahme wird gestützt durch den Nachweis von Chang und Mitarbeitern, welche eine beschleunigte Diffusion von Cu durch eine Kreuzreaktion mit Au in (Au-Cu-Sn)-Systemen nachgewiesen haben [36]. Als Beispiel für die komplexe Entstehung von unterschiedlichen Phasen und der Lunkerentstehung ist eine REM-Aufnahme und

ein EDX-Linienscan für Versuch H1 beziehungsweise Versuch H2 in Abbildung 6.9(b) zu sehen. Da die Lunkerbildung nicht über die volle Bondfläche hinweg auftritt, könnte eine hermetisch dichte Verbindung durchaus möglich sein.

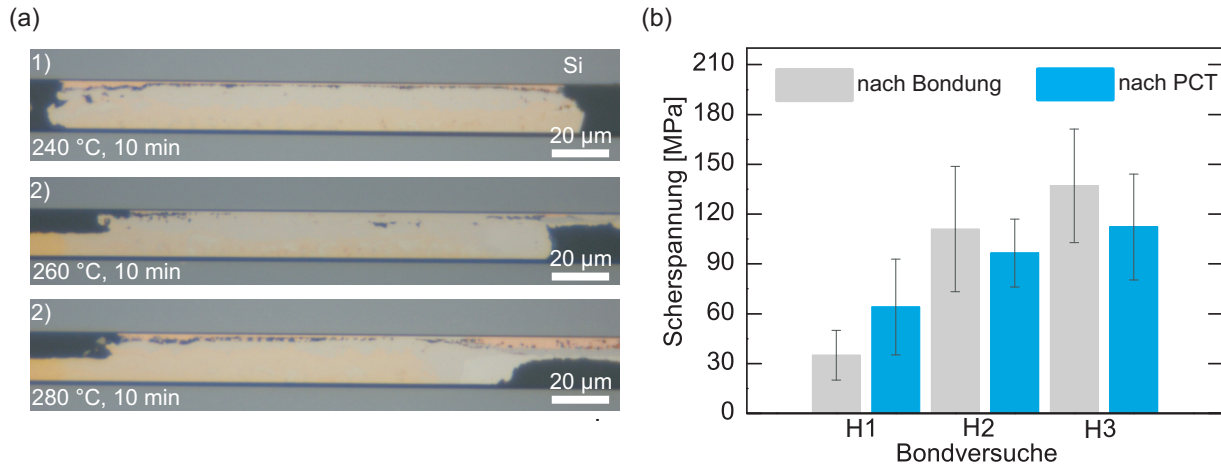


Abbildung 6.10.: (a) Schliffbilder von (Au-Cu-Sn)-Bondrahmen. Die Bondtemperaturen und Haltezeiten sind für jedes Bild in der unteren linken Ecke angegeben. Die Bilder (1-3) entsprechen den Versuchen (H1-H3) aus Tabelle 6.2. (b) Mittlere Scherspannungen mit Standardabweichungen für die (Au-Cu-Sn)-Versuche nach dem Bonden als auch nach PCT. Die vertikalen Fehlerbalken geben die 1 σ Standardabweichung an.

6.4.3. Bondfestigkeit

Die minimale Scherkraft, der ein MEMS-Bauelement standhalten muss, ist durch den Standard MIL-STD-883G (METHOD 2019.7) definiert [52]. Demnach müssen die getesteten Strukturen einer Scherkraft von 0,6 kg (13 MPa) widerstehen. Ohne Ausnahme haben alle Versuche dieser Anforderung genügt. Die mittleren Scherspannungen mit Standardabweichungen für die (Au-Sn)- und (Cu-Sn)-Versuche sind in Abbildung 6.11 gezeigt und die Werte für die (Au-Cu-Sn)-Bondungen sind in Abbildung 6.10(b) angegeben.

Die (Cu-Sn)-Bondrahmen weisen Scherspannungen von über 100 MPa auf und für die (Au-Sn)-Bondrahmen streuen die Werten um 100 MPa. Diese Werte sind vergleichbar mit Ergebnissen anderer (Cu-Sn)- und (Au-Sn)-Bondexperimente. Argawal und Mitarbeiter haben Scherspannungen von 120 MPa und 160 MPa für (Cu-Sn)-TLP-Bondungen bestimmt [4], während Wang *et al.* für eine eutektische (Au-Sn)-Verbindung einen Wert von 70 MPa angegeben [259]. Das ternäre System (Au-Cu-Sn) zeigt einen ausgeprägten Anstieg der Scherspannung mit Erhöhung der Bondtemperatur. Der Grund für dieses Verhalten ist nicht geklärt.

6.4.4. Bruchanalyse

Die prozentuale Bruchverteilung der binären Materialsysteme (Au-Sn) und (Cu-Sn) ist in Abbildung 6.12 zu sehen. Die Bruchverteilungen sind weitestgehend ausgeglichen zwischen den drei Typen verteilt und keine Hauptausfallursache ist zu beobachten. Dadurch kann erfahrungsgemäß auf eine gute Bondqualität geschlossen werden [234]. Eine Ausnahme stellt der Versuch A3 dar. Hier tritt der Bruch der Verbindung überwiegend im Rahmen auf. Bei Betrachtung der Schliffbilder, der Scherfestigkeiten sowie der REM- und EDX-Resultate sind

keine Auffälligkeiten, die zu der abweichenden Bruchverteilung führen könnten, zu erkennen. Somit kann angenommen werden, dass trotz der abweichenden Bruchverteilung ein qualitativ hochwertiger Bond vorliegt.

Die Auswertung der ternären Systeme ist hier nicht dargestellt, da diese ausschließlich im Bereich der Lunkerbildung, also im Bondrahmen (fm 1), brechen (Abb. 6.10(a)). Anscheinend wirken die entstandenen Hohlräume als Sollbruchstellen.

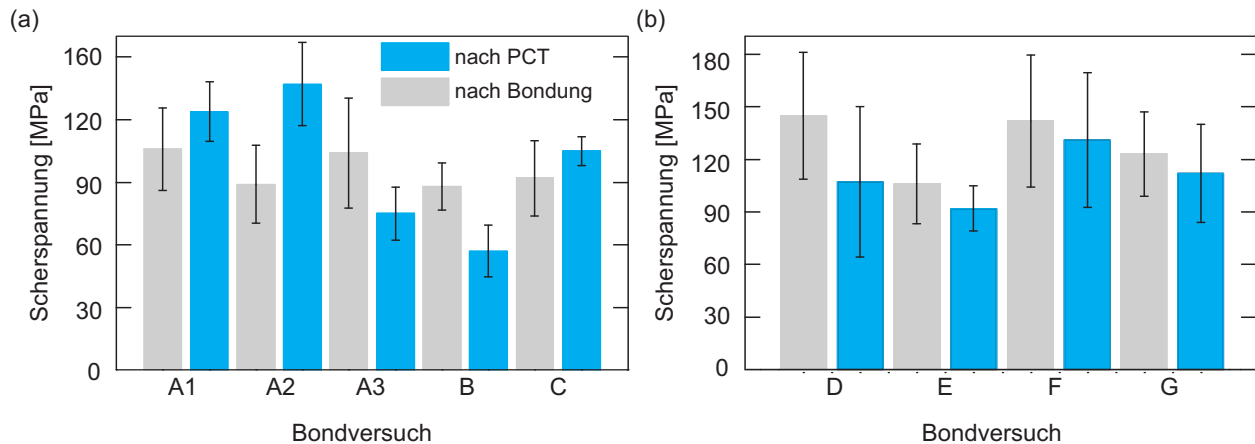


Abbildung 6.11.: Mittlere Scherspannungen mit Standardabweichungen für die (a) (Au-Sn)- und (b) (Cu-Sn)-Versuche nach dem Bonden sowie nach PCT. Die vertikalen Fehlerbalken geben die 1σ Standardabweichung an.

6.4.5. Hermetizitätsuntersuchung

Zur Bestimmung der Hermetizität wurden Proben im PCT ausgelagert und anschließend die Güte der Bondverbindung unter Verwendung von Schertests und Bruchanalysen bestimmt. Die Scherspannungen nach dem PCT sind weiterhin ausreichend für alle Proben zum Bestehen des MIL-STD-883G METHOD 2019.7 Tests (Abb. 6.10(b) und 6.11). Die (Cu-Sn)-Proben zeigen eine unkritische Abnahme der Scherfestigkeit. Ein möglicher Grund könnten Spannungsrelaxierungen durch die thermische Behandlung sein [94]. Für die (Au-Sn)-Systeme ist das Verhalten nicht eindeutig. Es sind sowohl Erhöhungen in den Scherfestigkeiten für die Versuche A1 und A2 zu beobachten, als auch Verringerungen in den Experimenten A3, B und C zu sehen. Neben Spannungsrelaxierungen könnten auch Homogenisierungsvorgänge dabei eine Rolle spielen. Die Änderungen im Scherverhalten sind hierbei ebenfalls unproblematisch. Auch bei den ternären (Au-Cu-Sn)-Systemen war das Scherkraftverhalten nach dem PCT unterschiedlich. Beim Versuch H1 ist eine Erhöhung festzustellen, während bei den Versuchen H2 und H3 eine geringfügige Abnahme in der Scherfestigkeit stattfindet. Vermutlich führt die thermische Behandlung zu weiteren Reaktionsvorgängen. Eine ausgeprägte Korrosion spiegelt sich nicht in den Ergebnissen wieder, da dies zu einer deutlichen Abnahme der Festigkeiten hätte führen müssen.

Auch in der Bruchverteilung zeigt sich keine signifikante Änderung. Bei den binären Systemen (Abb. 6.12) zeichnet sich eine leichte Verbesserung hinsichtlich der Gleichverteilung ab. Die ternären Verbindungen brechen weiterhin im Bereich der Lunkerbildung.

Als entscheidendes Kriterium für die Dichtigkeit wurden innerhalb der Kavität befindliche Testflächen (Cu oder Ti) auf Verfärbung und damit auf Korrosion durch Reaktion mit

Wasserdampf untersucht. Hiernach besaß keiner der Versuche eine nennenswerte Zahl an undichten Elementen.

Trotz nicht korrodierter Cu-Flächen der ternären Bondverbindungen, ist es aufgrund der erheblichen Lunkerichte fragwürdig, ob sich hier eine langzeitstabile dichte Verbindung ausgebildet hat. Für die binären Systeme bewirkt der PCT keine Verschlechterung der Bondverbindung hinsichtlich Scherfestigkeit und Bruchverteilung. Darüber hinaus zeigten sich keine Verfärbung der Testflächen. Dies lässt den Schluss zu, dass diese Systeme hermetisch dicht sind.

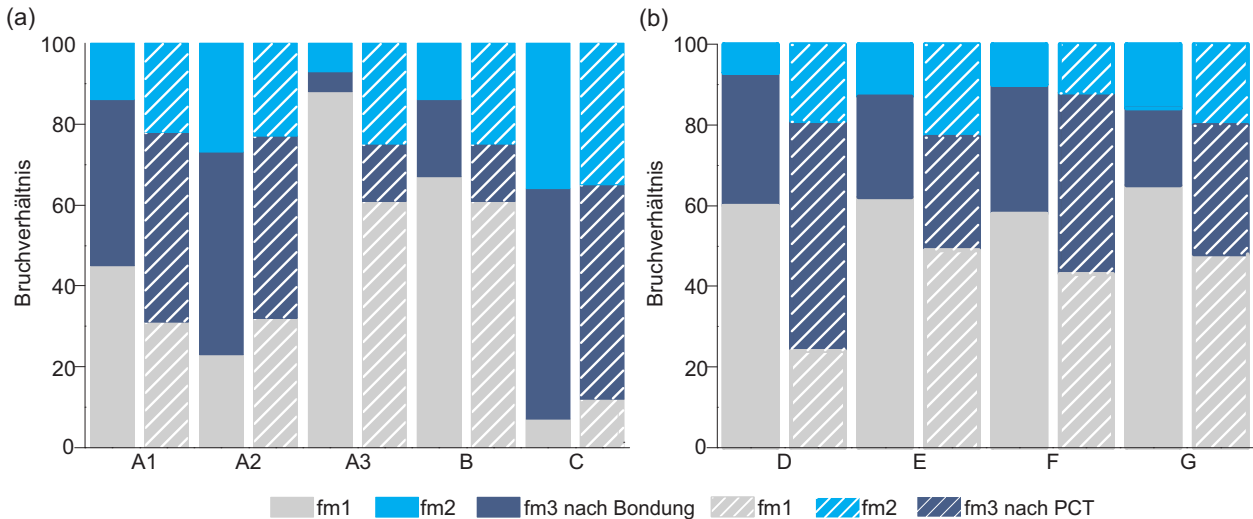


Abbildung 6.12.: Prozentuale Bruchverteilung für die binären Materialsysteme (Au-Sn) und (Cu-Sn) mit (fm1) Bruch an oder in der PB, (fm2) Bruch im Si oder SiO₂ und (fm3) Bruch im Bondrahmen (Abb. 6.5(b)).

6.5. Zusammenfassung

Für die Entwicklung eines Sn-basierten TLP-Bondprozesses wurden die Materialsysteme (Au-Sn), (Cu-Sn) und (Au-Cu-Sn) untersucht. Neben Variationen in den Grundmetallen wurde der Einfluss der Bondtemperatur und der Haltezeiten auf die Qualität der Verbindung untersucht. Die Güte der Bondverbindungen wurde unter Verwendung von Schertests, Lichtmikroskopinspektionen und REM-Analysen von Schliffproben, EDX-Messungen und PCT untersucht. Für die ternären Systeme ist die Herstellung qualitativ guter Bondverbindungen zumindest teilweise fehlgeschlagen. Trotz nicht angelaufener Teststrukturen nach dem PCT und somit ein Beleg für die Dichtigkeit, weisen diese Verbindungen hohe Lunkerichten auf. Die Langzeitstabilität dieser Bondverbindung ist somit in Frage gestellt, weshalb die ternären Bondverbindungen für die Verkapselung der ME-Sensoren nicht in Frage kommen.

Die binären Systeme bilden im untersuchten Temperaturbereich von 240 °C bis 280 °C qualitativ hochwertige Bondverbindungen aus. Die Scherfestigkeiten liegen bei 100 MPa und höher und erfüllen damit die Anforderungen des Standards MIL-STD-883G. Darüber hinaus sind die Verbindungen nahezu lunkerfrei und zeigen in der Bruchanalyse keine Auffälligkeiten. Für ausreichende Haltezeiten und Bondtemperaturen bilden die (Au-Sn)-Materialsysteme homogene Bondrahmen, bestehend aus 8 Gew.-% Sn, aus. Die (Cu-Sn)-Bondrahmen weisen

eine Cu/Cu-Sn/Cu Schichtfolge auf, wobei die (Cu-Sn)-Zwischenschicht einen homogenen Anteil von 38 Gew.-% Sn besitzt. Innerhalb der Kavitäten befindliche Cu-Strukturen, sowie nicht geätztes Ti im Falle von (Cu-Sn)-Bondrahmen zeigen nach dem PCT keine Korrosionserscheinungen und belegen die Hermetizität dieser Verbindungen.

7. Opferschichttechniken

Für die Herstellung resonanter ME-Sensoren ist es notwendig, die ME-Biegebalken über einen geeigneten Ätzprozess vom Si-Substrat freizustellen. Vom technologischen Gesichtspunkt aus ist eine Freistellung der durch Oberflächenmikromechanik gefertigten Sensoren von der Vorderseite vorteilhaft. Eine aufwendige Prozessierung der Waferrückseite durch KOH- oder Si-Hochratenätzen entfällt damit. Des Weiteren würde eine Freiätzung von der Rückseite eine beidseitige Verkappung erforderlich machen.

Als Opferschichten zur Freistellung werden in der Mikrosystemtechnik Si und SiO_2 mit den zugehörigen Ätzgasen XeF_2 und HF eingesetzt [41, 179, 241]. Der Einsatz von SiO_2 und gasförmigem HF weist jedoch einige Nachteile auf:

- Oxidopferschichten sind in ihren Schichtdicken aufgrund der intrinsischen Schichtspannung und der Wachstumsdauer auf einige Mikrometer begrenzt
- Die Ätzraten von HF-Gasphasenätzen sind deutlich geringer als beim Si-Ätzen mit XeF_2
- HF ist chemisch äußerst reaktiv und im Allgemeinen nur bedingt kompatibel mit Nitriden und Metallen

Die limitierende Schichtdicke von SiO_2 und dessen Entfernung mittels reaktivem HF-Gas schränken den Anwendungsbereich ein. Aufgrund der zu erwartenden Verbiegung der ME-Biegebalken durch nicht kompensierte Schichteigenspannungen sind Spaltabstände von wenigen Mikrometern nicht tolerabel. Zudem ist ein Angriff der $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Schicht durch das HF-Gas zu erwarten, was eine zusätzliche Passivierungsschicht und deren Strukturierung nötig machen würde. Aus diesen Gründen wurde sich für Si als Opferschicht entschieden. Die Freiätzung ist dabei mittels hochselektivem XeF_2 -Gas möglich [37, 99]. Im Rahmen der Charakterisierung vom XeF_2 -Freistellungsprozess zeigte sich die Limitierung des Prozesses bei Anwendung auf Biegebalken mit Bulk-Si als Opferschicht. Das isotrope Ätzverhalten führt zur ausgeprägten Unterätzung und zur Ausbildung einer schlecht definierten Einspannung der ME-Biegebalken. Zum einen erfolgte aus diesem Grund die Entwicklung eines Freistellungsprozesses unter Verwendung von AlN selektivem Si-dotiertem TMAH und zum anderen wurden drei Ansätze zur Integration von SiO_2 -Stoppschichten im ME-Sensorgesamtprozess untersucht.

Das nachfolgende Kapitel unterteilt sich in zwei Schwerpunkte. Der erste Abschnitt befasst sich mit der Charakterisierung des Ätzverhaltens von XeF_2 und Si-dotiertem TMAH für einkristallines Si. Im zweiten Teil wird die Entwicklung von Ätzstopptechnologien auf Basis von SiO_2 -Stoppschichten vorgestellt.

7.1. Entwicklung eines Aluminiumnitrid selektiven TMAH

Für die Herstellung eines AlN selektiven TMAH wurde kontinuierlich Si in der Lauge gelöst und die vertikale AlN-Ätzrate in Abhängigkeit der Si-Konzentration bestimmt. Zusätzlich wurde die Hemmung des lateralen Angriffs durch REM-Analysen untersucht.

7.1.1. Probenherstellung und Charakterisierung

Probenherstellung

Für die Untersuchung des Ätzangriffs von AlN in Si-dotiertem TMAH wurde über Dünnschichtabscheidetechniken ein Schichtaufbau bestehend aus $\text{SiO}_2/\text{Ti}/\text{Pt}/\text{AlN}/\text{Mo}$ auf 200 mm (100)-orientierten Si-Wafern erzeugt. Die Herstellung der AlN-Filme fand wie in Kapitel 4.1 durch reaktives Sputtern statt. Unter Verwendung einer Photolackmaske wurde das Mo in PWS strukturiert und quadratische $2 \times 2 \text{ mm}^2$ Ätzöffnungen definiert. Zur Bestimmung der Si-Ätzrate dienten (100)-orientierte Si-Wafer mit einer geöffneten Si_3N_4 -Hartmaske.

Analyse

Zur Bestimmung der Ätztiefe wurde ein Oberflächenprofilometer (Dektak 3ST) verwendet und pro Versuch drei Messpunkte aufgenommen. Darüber hinaus dienten REM-Aufnahmen (Zeiss Leo) zur Untersuchung des lateralen Ätzverhaltens.

7.1.2. Ergebnisse und Diskussion

Für die Experimente wurde 12,5 Vol.-% TMAH geheizt auf 82°C verwendet. Die Dotierung mit Si erfolgte durch Auflösen von Bor-dotierten (p-dotiert, $>3 \text{ Ohm}\cdot\text{cm}$) $200 \pm 0,5 \text{ mm}$ (100)-orientierten Si-Wafern mit einer Dicke von $725 \pm 25 \mu\text{m}$. In Abbildung 7.1 ist die vertikale AlN-Ätzrate in Abhängigkeit der Si-Konzentration dargestellt.

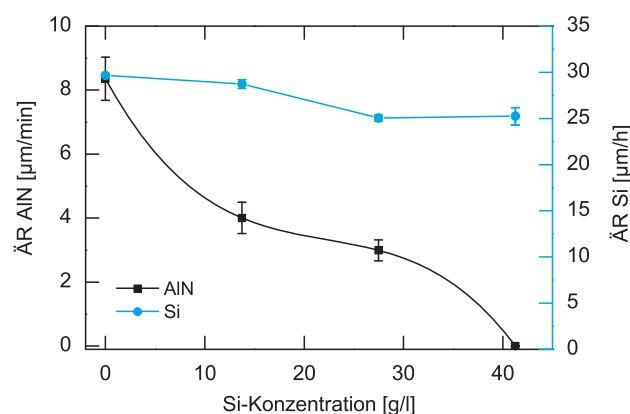


Abbildung 7.1.: Vertikale Ätzrate von AlN und Si in Abhängigkeit der Si-Konzentration für 12,5 Vol.-% TMAH geheizt bei 82°C . Die Linien dienen zur Führung des Auges. Die vertikalen Balken geben die 1σ Standardabweichung an.

Die AlN-Ätzrate nimmt mit steigender Si-Konzentration ab, bis diese bei einer Konzentration von 41,25 g/l nahezu verschwindet. Der dazugehörige pH-Wert betrug 12,1. Im Gegensatz dazu zeigt der Si-Abtrag nur geringfügige Alterungseffekte. Die Abtragsrate von SiO_2 lag bei kleiner 0,1 nm/min. Die Unterdrückung des lateralen Angriffs bestätigt sich in der REM-Aufnahme von Abbildung 7.2(a), während in undotiertem TMAH ein deutlicher Abtrag der Flanke auszumachen ist (Abb. 7.2(b)).

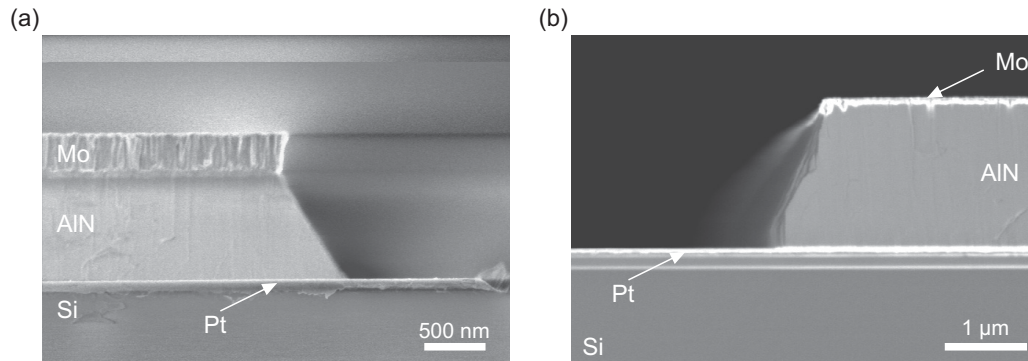


Abbildung 7.2.: REM-Aufnahmen von AlN-Seitenflanken gelagert für (a) 60 min in 41,25 g/l Si-dotiertem und (b) 39 min in undotiertem 12,5 Vol.-% TMAH bei 82 °C.

7.2. Ätzverhalten von XeF_2 und Si-dotiertem TMAH

Die Charakterisierung des Ätzverhaltens von XeF_2 und Si-dotiertem TMAH ist für eine kontrollierte Freistellung der ME-Biegebalken von zentraler Bedeutung. Hierüber lassen sich die benötigten Ätzzeiten für die Erzeugung definierter, freibeweglicher ME-Biegebalken bestimmen. Als Grundlage für die Untersuchungen dienten Bulk-Si-Wafer mit einer SiO_2 -Hartmaske. Das verwendete Maskenlayout wurde entsprechend der ME-Biegebalkengeometrien gewählt.

7.2.1. Probenherstellung und Charakterisierung

Probenherstellung

Zur Untersuchung des Ätzverhaltens von XeF_2 und Si-dotiertem TMAH wurden einseitig polierte, 200 mm (100)-orientierte Si-Wafer mit einer Substratdicke von 725 μm verwendet. Der spezifische Widerstand der p-dotierten Wafer ist laut Hersteller mit größer 3 $\Omega\cdot\text{cm}$ angegeben. Die Wafer wurden thermisch oxidiert (ASM A400) (Abb. 7.3(a, b) Schritt 2) und das 650 nm dicke SiO_2 über einen $\text{CF}_4/\text{CHF}_3/\text{Ar}$ Trockenätzprozess (AMAT P5000 MxP+) geöffnet (Schritt 3). Nach Strukturierung des Oxids fand eine Ätzung entsprechend mit Si-dotiertem TMAH (41,25 g/l Si, 12,5 Vol.-%, 82 °C) oder XeF_2 statt (Schritt 4). Für den XeF_2 -Prozess wurde ein MEMSStar SVR XeF_2 -System (9 Torr, 23 °C, 30 sccm XeF_2 , 250 sccm N_2) verwendet.

Das Layout der Oxidmaske ist in Abbildung 7.3(c) zu sehen. Die Fingerstrukturen entsprechen dabei den Dimensionen der späteren ME-Biegebalken. Die Kanten der Maske sind entlang der (110)-Richtung vom Si-Substrat orientiert. Anhand dieser Testmaske lassen sich Ätzprofil, Ätzraten, Freätzungsverhalten und Freistellungszeitpunkt der Biegebalken bestimmen.

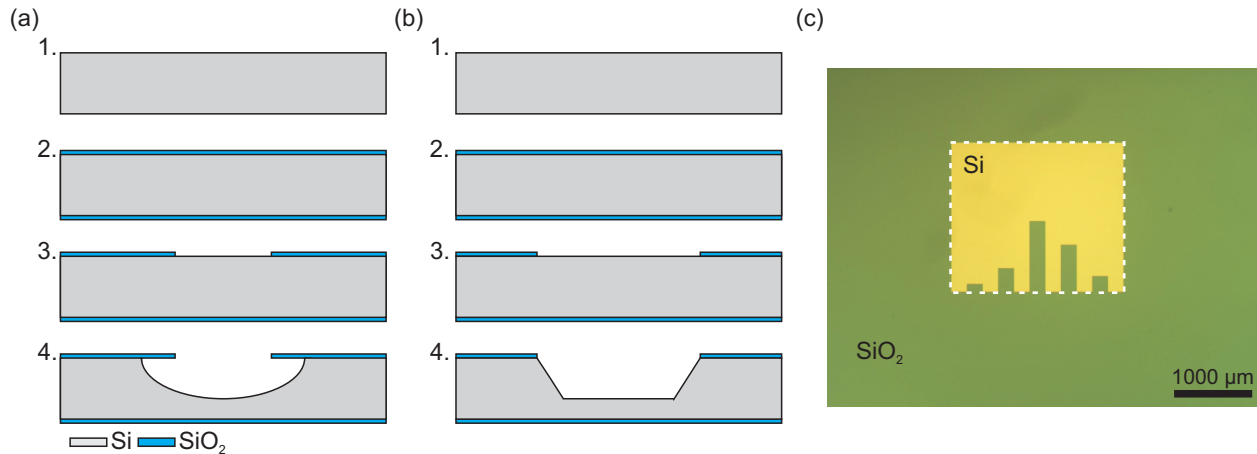


Abbildung 7.3.: (a, b) Prozessablauf zur Herstellung von Testwafern für die Untersuchung des Ätzverhaltens von (a) XeF_2 und (b) Si-dotiertem TMAH. (c) Lichtmikroskopaufnahme der geöffneten Oxidmaske basierend auf möglichen ME-Biegebalkengeometrien. Von links nach rechts besitzen die Balken eine Länge von 100 µm, 300 µm, 900 µm 500 µm und 200 µm mit einer Breite von jeweils 200 µm. Die äußere Dimension der Maskenöffnung beträgt $2 \times 2 \text{ mm}^2$ (weiß gestrichelte Linie).

Analyse

Die Untersuchung der lateralen Unterätzung war durch die transparente Eigenschaft des SiO_2 mit einem Lichtmikroskop unter Verwendung einer digitalen Messeinheit möglich. Für die Bestimmung des Ätzprofils und der Oberflächenbeschaffenheit geätzter Flächen wurde ein REM (Zeiss LEO) verwendet. Die Messung der Ätzgrubentiefe erfolgte mit einem Lasersystem (FRT MicroGlider) oder einem Profilometer (Dektak 3TS).

7.2.2. Ergebnisse und Diskussion: XeF_2

Das erwartete isotrope Ätzprofil des XeF_2 -Prozesses ist in Abbildung 7.4 zu sehen. Im Querschnittsbild von Abbildung 7.4(a) ist die charakteristische Ausbildung der Halbsichel am Grubenrand zu erkennen [223]. Der Ätzgrund weist die von Sunagon *et al.* berichtete starke Anrauhung auf [224].

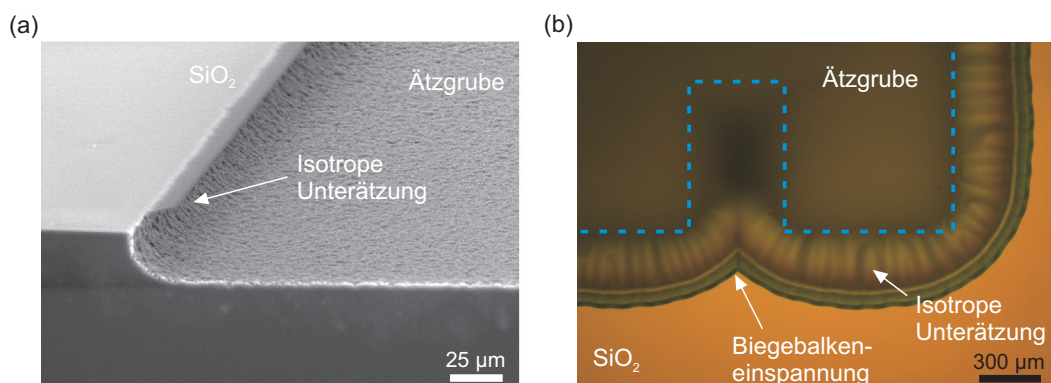


Abbildung 7.4.: (a) REM- und (b) Lichtmikroskopaufnahmen von mit XeF_2 geätzten Proben. In der Draufsicht (b) ist die Unterätzung der rechten Fingerstruktur aus Abbildung 7.3(c) zu sehen. Die blau gestrichelte Linie in (b) deutet den Verlauf der ursprünglichen Maskengeometrie an.

Die Lichtmikroskopaufnahme einer unterätzten Fingerstruktur (Abb. 7.3(c)) ist in Abbildung 7.4(b) gezeigt. Bedingt durch die Richtungsunabhängigkeit des XeF_2 -Prozesses entsteht an der späteren Biegebalkeneinspannung eine ausgeprägte Spitze. Ursache für die Ausbildung ist das Aufeinandertreffen zweier Ätzfronten.

Die Zeitabhängigkeit der vertikalen Ätzrate ist in Abbildung 7.5(a) zu sehen. Die Ätzraten liegen um die $50 \mu\text{m}/\text{h}$ in der Mitte und zwischen $60 \mu\text{m}/\text{h}$ und $75 \mu\text{m}/\text{h}$ am Rand der Ätzöffnung. Für die Oxid-Selektivität wurde ein Wert von über 400 bestimmt. Der Effekt einer deutlich erhöhten Ätzrate am Rand ist vermutlich auf eine lokale Erhöhung der effektiven Reaktionswahrscheinlichkeit zurückzuführen. Eine geometrische Veranschaulichung des Effekts ist in Abbildung 7.5(b) skizziert [162]. Aufgrund der sich ausbildenden Unterätzung ist die räumliche Dimensionalität in diesem Bereich eingeschränkt. Einfallende XeF_2 -Moleküle treffen durch Reflektion an der Hartmaske häufiger auf das Si-Substrat. Dadurch steigt die effektive Reaktionswahrscheinlichkeit mit dem Si und somit die Ätzrate.

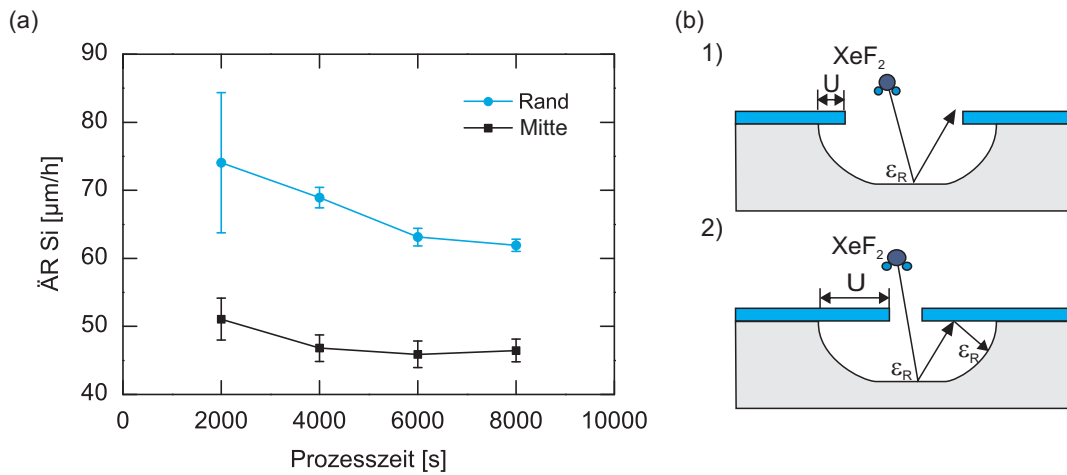


Abbildung 7.5.: (a) Vertikale Ätzrate in Abhängigkeit der Prozesszeit für die Mitte der Ätzgrube und dem Rand der Ätzöffnung. Die vertikalen Balken geben die 1σ Standardabweichung an. Diese wurden aus drei Messpunkten eines 200 mm Wafers unter Verwendung der Maske aus Abbildung 7.3(c) bestimmt. (b) Geometrische Veranschaulichung der Ätzratenerhöhung am Rand der Ätzöffnung durch eine Zunahme der Reaktionswahrscheinlichkeit. Trifft ein XeF_2 -Molekül auf die Si-Oberfläche geht es mit der chemischen Reaktionswahrscheinlichkeit ϵ_R eine Reaktion mit dem Si ein. Am Rand der Öffnung können nicht reagierte Teilchen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit, erneut auf die Si-Oberfläche treffen, um eine Reaktion einzugehen (a.2). Als Folge steigt die effektive Reaktionswahrscheinlichkeit am Rand [162].

Des Weiteren zeigt sich, dass die Ätzrate sowohl für den Grubenrand als auch für die Grubenmitte mit der Zeit abnimmt. Ein Grund hierfür könnte der Anstieg der zu ätzenden Si-Oberfläche mit fortschreitender Zeit sein. Dies hat zur Folge, dass sich die Ätzrate bei gleichbleibender Menge an Ätzspezies verringert.

Das Unterätzverhalten der Hartmaske in Abbildung 7.6 und somit der Freistellungsvorgang der Balkenstrukturen spiegelt den vertikalen Ätzratenunterschied von der Mitte zum Rand wieder. Im Randbereich der Ätzgrube ist die laterale Unterätzung größer als an der Spitze der Balkenstruktur. Zudem ist der Grad der Unterätzung von der Länge der Strukturen abhängig.

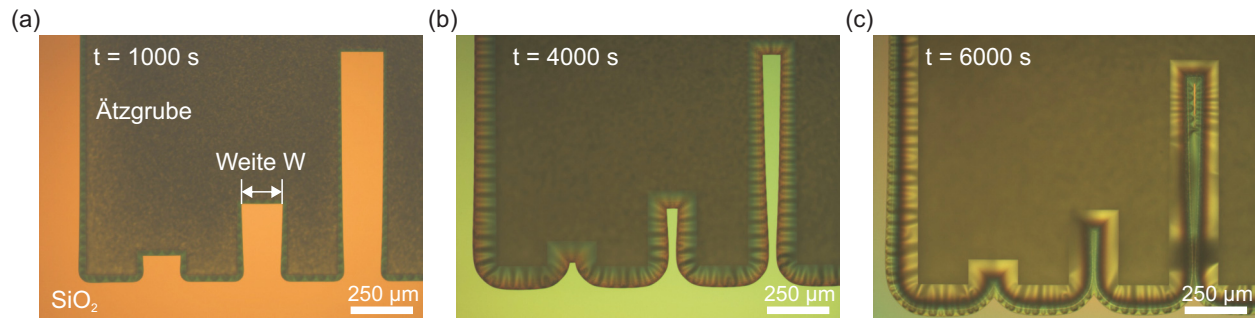


Abbildung 7.6.: Lichtmikroskopaufnahmen der lateralen XeF_2 -Unterätzung für Ätzzeiten von (a) 1000 s, (b) 4000 s und (c) 6000 s Prozesszeit.

Der zeitliche Verlauf der Unterätzung für die fünf Fingerstrukturen ist in Abbildung 7.7 dargestellt. Durch lineare Regression lässt sich der Zeitpunkt für die Freistellung ermitteln. Graphisch ist dies durch die Verlängerung der Regressionsgeraden bis zum Schnittpunkt mit der x-Achse veranschaulicht. Nach einer Prozesszeit von 1 h 42 min sind alle Balken freigestellt. Die unterschiedlichen Freistellungszeitpunkte zeigen, dass der Freistellungsprozess mit XeF_2 eine deutliche Geometrieabhängigkeit besitzt. Für die Bestimmung des Freistellungszeitpunktes bestimmter Geometrievarianten ist daher das Unterätzungsverhalten experimentell zu ermitteln.

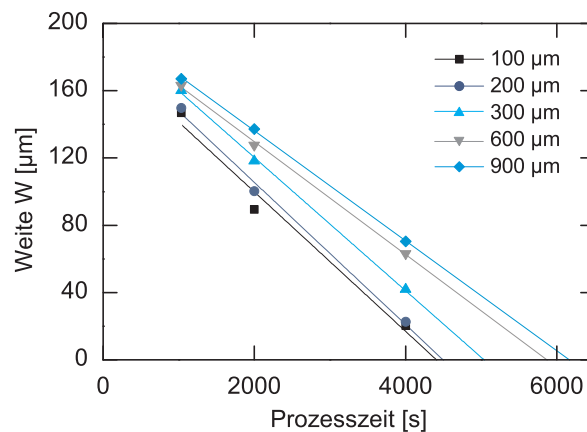


Abbildung 7.7.: Laterale Unterätzweite der Balkenenden (Abb. 7.6) in Abhängigkeit der XeF_2 -Prozesszeit für die fünf Fingerstrukturen aus Abbildung 7.3(c). Zur Bestimmung diente ein Satz aus Fingerstrukturen in der Mitte eines 200 mm Wafers.

7.2.3. Ergebnisse und Diskussion: TMAH

In Abbildung 7.8(a) zeigt sich das richtungsabhängige Ätzverhalten von TMAH für (100)-orientierte Si-Wafer. Es kommt zu Ausbildung der charakteristischen Ätzflanke von $54,7^\circ$ bedingt durch die TMAH stabilen (111)-Si-Ebenen [140, 148]. Zudem ist die Entstehung von Pyramiden am Ätzgrund zu beobachten. Dies kann auf eine Vielzahl an Ursachen zurückzuführen sein. Wasserstoffbläschen, Polymerrückstände aus dem Oxidätzprozess, Reaktionsprodukte und Silikatpartikel können für eine Mikromaskierung und somit für die Ausbildung von pyramidenartigen Ätzhügeln (engl. hillock) verantwortlich sein [84, 85].

Die Unterätzung der Balkenstruktur (Abb. 7.3(c)) erfolgt durch ein Einbrechen an den Ecken der (111)-Ätzflanken (Abb. 7.8(b) und 7.8(c)). An diesen konvexen Ecken liegen Atome mit

niedriger Koordinationszahl vor, die durch das TMAH leicht abgetragen werden [83, 140]. Dabei kommt es zur Ausbildung von schnell ätzenden $\{411\}$ -Ebenen in Form von schrägen Facetten [252]. Die Rate der Unterätzung in $[110]$ -Richtung (engl. under etch plane, UEP) ergibt sich experimentell zu $1,5 \mu\text{m}/\text{min}$. Damit lässt sich die benötigte Zeit zum Freistellen von Biegebalken berechnen. Für die Ätzrate in $[111]$ -Richtung wurde ein grober Richtwert von $0,8 \mu\text{m}/\text{h}$ ermittelt. Eine Übersicht der Ätzraten von TMAH und XeF_2 ist in Tabelle 7.1 zusammengefasst. Die gemessenen Ätzraten und Verhältnisse stimmen gut mit Werten aus der Literatur überein [162, 163, 223].

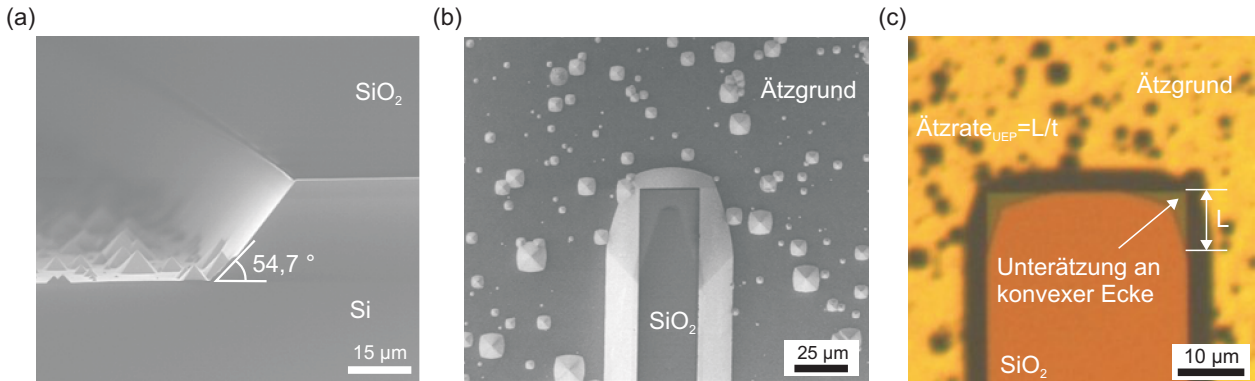


Abbildung 7.8.: (a) REM-Querschnittsbild eines für 40 min in Si-dotiertem TMAH (41,25 g/l Si, 12,5 Vol.-%, 82°C) geätzten (100)-orientierten Si-Wafers. (b) REM- und (c) Lichtmikroskopaufnahmen von TMAH-Ätzgruben in der Draufsicht. Zu erkennen ist der Einbruch der Ätzflanke am Schnittpunkt der $[111]$ -Ebenen (konvexe Ecke). Die Rate der Strukturunterätzung ergibt sich aus der Länge des Einbruchs L dividiert durch die Prozesszeit t .

Tabelle 7.1.: Zusammenfassung der Ätzraten für Si und SiO_2 in XeF_2 (9 Torr, 23°C , 30 sccm XeF_2 , 250 sccm N_2) und Si-dotiertem TMAH (41,25 g/l Si, 12,5 Vol.-%, 82°C) mit Literaturwerten.

Ätzmedium	Ätzrate		Ätzratenverhältnis (100)/(111)
	(100)	SiO_2	
XeF_2	$0,8\text{--}1,25 \mu\text{m}/\text{min}$	$<1,9 \text{ nm}/\text{min}$	~ 1
Literaturwerte [162]	$0,6\text{--}2,2 \mu\text{m}/\text{min}$	$5\text{--}10 \text{ nm}/\text{min}$	~ 1
TMAH	$0,7 \mu\text{m}/\text{min}$	$<0,1 \text{ nm}/\text{min}$	~ 50
Literaturwerte [163]	$1 \mu\text{m}/\text{min}$	$0,2 \text{ nm}/\text{min}$	37

7.3. Ätzstopptechnologien

Die Verwendung des Bulk-Si als Opferschicht ohne laterale oder vertikale Stoppschichten limitiert die möglichen geometrischen Dimensionen der zu erzeugenden Strukturen. Bedingt durch die Unterätzcharakteristiken von TMAH ist bei einer Verwendung von $725 \mu\text{m}$ dickem Substratmaterial eine maximale Balkenlänge von $1650 \mu\text{m}$ möglich und aufgrund des isotropen Ätzverhaltens von XeF_2 sind die Strukturbreiten auf $1450 \mu\text{m}$ beschränkt. Darüber hinaus zeigte sich in den Untersuchungen der Ätzcharakteristiken, dass eine Kontrolle des Freistellungsgrades schwierig ist und somit die Einspannung der Balken unter Umständen undefiniert sein kann oder der Ätzgrund eine unzureichende Tiefe besitzt. Des Weiteren

bildet sich im Falle von XeF_2 ein Vorstand in Form einer Spitze an der Einspannung aus (Abb. 7.4(b)). Die Folgen solcher unzureichenden Freistellungen können die Resonanzeigenschaften negativ beeinflussen, wenn nicht sogar zum Ausfall der Sensoren führen [170]. Aus diesen Gründen wurden neuartige Ätzstopptechnologien entwickelt, bei denen eine Integration von SiO_2 -Stoppschichten in das Bulk-Si stattfand. Nachfolgend sollen drei Varianten und deren Entwicklung vorgestellt werden (Abb. 7.9).

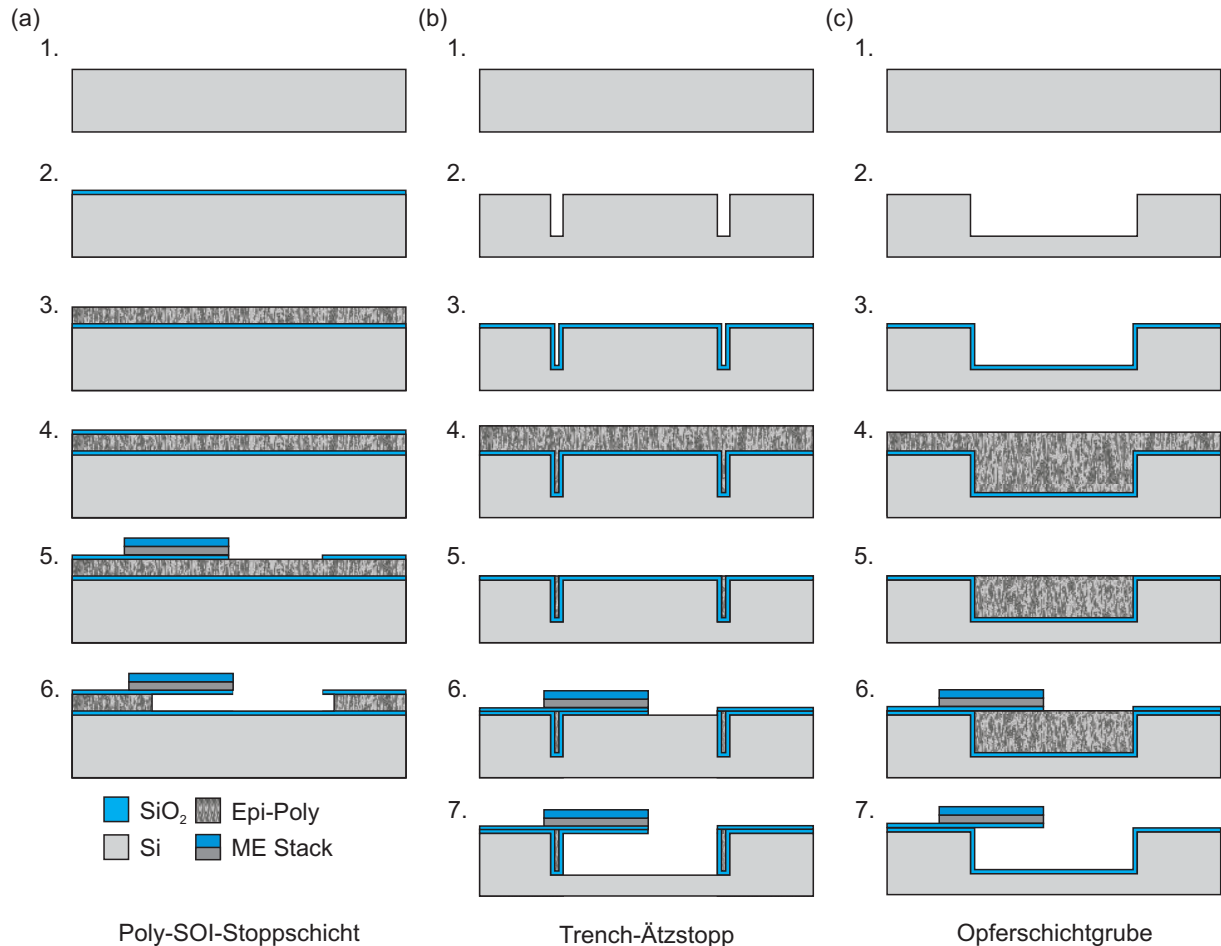


Abbildung 7.9.: Prozessablauf von drei Varianten zur Entwicklung einer Ätzstopptechnologie für die Freistellung von ME-Biegebalken: (a) Poly-SOI-Stoppschicht, (b) Trench-Ätzstopp (trench, engl. für Graben) und (c) Opferschichtgrube. Die Lage des ME-Biegebalken (dunkelblau-grau) ist zur Veranschaulichung mit eingezeichnet.

Die Variante 1 (Abb. 7.9(a)) wurde bereits in der Arbeit von Metzger vorgestellt [162] und basiert auf einer Epi-Poly-Schicht abgeschieden auf einen oxidierten Si-Wafer (engl. polysilicon on insulator, Poly-SOI). Das Epi-Poly dient in diesem Fall als Opferschicht während das SiO_2 die vertikale Ätzbarriere bildet. Der Vorteil dieser Technologie ist die relativ einfache Herstellung und die weitverbreitete Anwendung der Poly-SOI-Technik in der MEMS-Prozessierung. Hiermit lassen sich beliebige laterale Strukturdimensionen fertigen, jedoch bleibt die Problematik der Einspannung durch das isotrope Ätzverhalten erhalten. Die Variante 2 und 3 sind nach jetzigem Kenntnisstand neue technologische Ansätze bei denen sich unter Verwendung des Bulk-Si tiefe Opferschichtkavernen von einigen $100\ \mu\text{m}$ erzeugen lassen. Für die Variante 2 (Abb. 7.9(b)) wurden dafür vertikale Gräben in den Wafer geätzt,

diese mit SiO_2 isoliert und durch Epi-Poly verfüllt. Dabei erfolgte die Definition der Ätzgrubenwände und somit des lateralen Ätzstopps. Allerdings ist durch die fehlende vertikale Begrenzung die laterale Strukturdimension limitiert. Die Variante 3 (Abb. 7.9(c)) besitzt sowohl vertikal als auch lateral Begrenzungen. Hierbei erfolgte eine Aufoxidierung von Ätzgruben und deren Verfüllung mit Epi-Poly. Neben dem lateralen Ätzstopp für eine optimale Klemmung der Balken, ermöglicht der vertikale Ätzstopp eine Freitätzung nahezu jeglicher Geometrie.

7.3.1. Poly-SOI-Stoppschicht

Die Herstellung der Poly-SOI-Stoppschichtwafer erfolgte ausgehend von einer thermischen Oxidation (ASM A400) von einseitig polierten, 200 mm (100)-orientierten Si-Wafern (Schritt 1 und 2 Abb. 7.9(a)). Anschließend fand eine Abscheidung einer 14 μm dicken phosphor-dotierten (n-dotierten) Epi-Poly-Schicht (ASM Epsilon Epitaxy) statt (Schritt 3). Mittels CMP wurde die Oberfläche planarisiert (Wolters CMP, Slurry¹ KLEBOSOL 1508-50) und eine 300 nm SiO_2 -Schicht (AMAT Centura PECVD System) über eine plasmaunterstützte Gasphasenabscheidung (engl. plasma enhanced chemical vapour deposition, PECVD) erzeugt (Schritt 4). Über eine Photomaske (Abb. 7.3(c)) wurde dann das PEVCD-Oxid durch einen $\text{CF}_4/\text{CHF}_3/\text{Ar}$ Trockenätzprozess (AMAT P5000 MxP+) geöffnet (Schritt 5). Die Ätzung der Si-Opferschicht wurde wahlweise mit XeF_2 (9 Torr, 23 °C, 30 sccm XeF_2 , 250 sccm N_2) oder Si-dotiertem TMAH (41,25 g/l Si, 12,5 Vol.-%, 82 °C) durchgeführt (Schritt 6). Zur Untersuchung der einzelnen Prozessschritte und des Freitätzungsverhaltens wurden REM-Analysen (REM Zeiss Leo) vorgenommen.

Eine fertiggestellte Poly-SOI-Schichtfolge ist in Abbildung 7.10 zu sehen. Das planarisierte Epi-Poly weist eine sehr glatte Oberfläche auf (mittlere Rauigkeit $R_a < 15$ nm) und ist für die Prozessierung von ME-Sensoren geeignet.

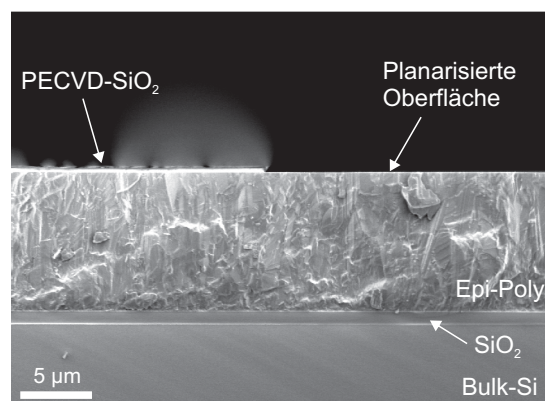


Abbildung 7.10.: REM-Aufnahme einer Poly-SOI-Schichtfolge nach Öffnung des PECVD-Oxids.

Der Ätzvorgang des Epi-Polys lässt sich in zwei Stufen unterteilen (Abb. 7.11). Sowohl in TMAH als auch in XeF_2 findet eine isotrope Ätzung bis zum Erreichen des vertikalen Ätzstopps statt (Abb. 7.11(a) und 7.11(c)). Beim Auftreffen der Ätzfront auf die SiO_2 -Stoppschicht kommt es zur Ätzung der Seitenflanken der Epi-Poly-Opferschicht (Abb. 7.11(b))

¹Bei einer Slurry (engl. für feinen Schlamm) handelt es sich um eine saure oder alkalische Suspension mit Abrasiven, meist SiO_2 - oder Al_2O_3 -Partikel, von einigen 10 nm Durchmesser.

und 7.11(d)). Diese Beobachtungen stimmen mit den Ergebnissen von Metzger [162] überein. Infolge der Polykristallinität des Epi-Polys ist die Ätzung in TMAH ebenfalls isotrop. Die Bilder zeigen, dass eine vertikale Begrenzung des Ätzvorgangs erfolgt. Allerdings führt die kolumnare Struktur des Epi-Poly zu einem stark zerklüfteten Ätzrand.

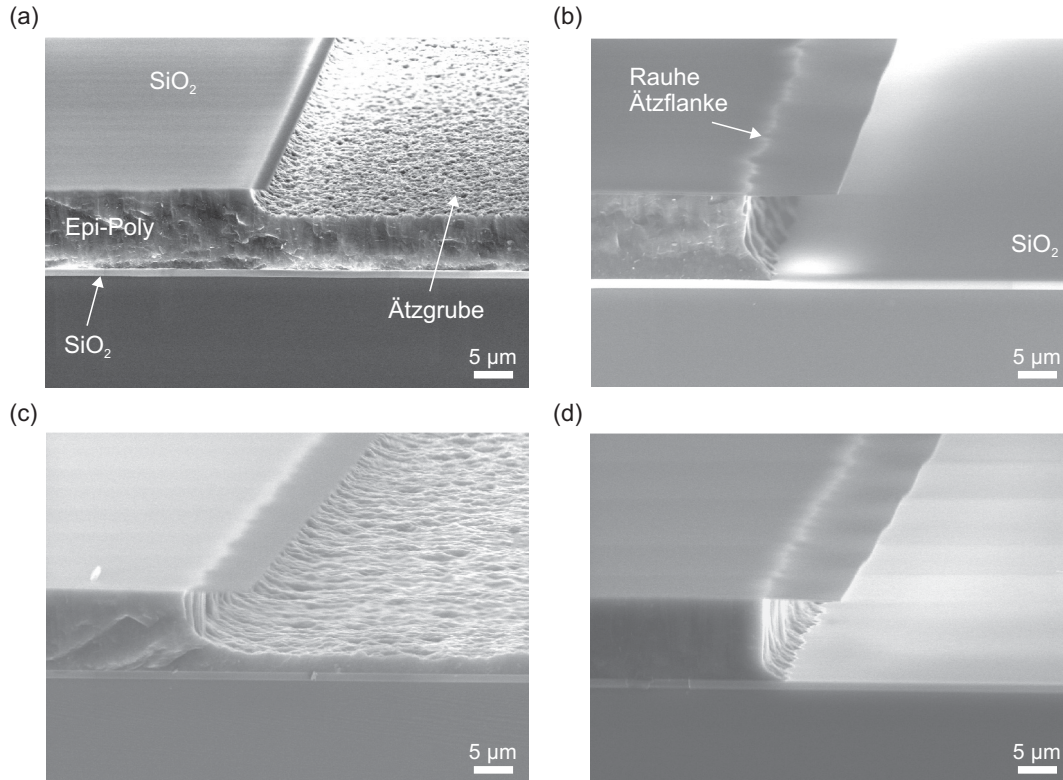


Abbildung 7.11.: REM-Aufnahmen von mit XeF_2 (a, b) und Si-dotiertem TMAH (c, d) geätzten Poly-SOI-Wafern für unterschiedliche Ätzzeiten.

7.3.2. Trench-Ätzstopp

Für die Fertigung von Trench-Ätzstopps wurden $75\ \mu\text{m}$ tiefe und $10\ \mu\text{m}$ breite, umlaufende Gräben (Abb. 7.3(c), weiß gestrichelte Linie) mit Hilfe eines Plasmaprozesses (Lam DSIE) basierend auf alternierenden Ätz- und Depositionsschritten mit SF_6 und C_4F_8 , auch als Bosch-Prozess bezeichnet [140, 148], in einseitig polierte, 200 mm (100)-orientierte Si-Wafer (p-dotiert, $>3\ \text{Ohm}\cdot\text{cm}$) geätzt (Abb. 7.9(b) Schritt 2 und Abb. 7.12). Aufgrund des hohen Aspektverhältnisses ist der Kantenbedeckungsgrad für eine SiO_2 -Abscheidung stark abhängig vom verwendeten Verfahren [140, 148]. Wichtig für eine konforme Abscheidung sind die Oberflächenbeweglichkeit, die freie Weglänge $\lambda = k_B T / \sqrt{2\pi p d^2}$ und der Einfallswinkel $\Theta = \tan^{-1} w/z$ der Reaktionsteilchen [148]. Wobei k_B die Boltzmann Konstante, T die Temperatur, p der Druck, d der Moleküldurchmesser, w die Strukturbreite und z die Strukturtiefe sind.

Für die konforme Beschichtung der Gräben mit SiO_2 wurden drei Abscheideprozesse evaluiert (Abb. 7.13). PECVD-TEOS-Schichten (AMAT CENTURA PECVD System) besitzen ein unzureichendes Abscheideprofil (Abb. 7.13(a)). Auf der Oberfläche findet eine Deposition von 1000 nm statt, während auf den Seitenwänden nur 230 nm aufwächst. Am Ätzgrund ist die Abscheidung wieder leicht erhöht mit einem Wert von 350 nm. Oberflächenmobilität und mittlere freie Weglänge sind in diesem Verfahren nicht ausreichend. Anders sieht

es beim Niederdruck-Gasphasenabscheidung (engl. low pressure chemical vapour deposition, LPCVD) TEOS-Prozess als auch bei der thermischen Oxidation (ASM A400) aus. In diesen Prozessen ist eine sehr gute Konformität gegeben (Abb. 7.13(b) und 7.13(c)). Die Schichtdicken auf der Oberfläche, an der Seitenwand und am Ätzgrund sind identisch. Aufgrund der höheren Qualität des thermischen Oxides wurde dieses für die weitere Prozessierung verwendet [148].



Abbildung 7.12.: REM-Aufnahme eines 75 µm tief geätzten Grabens unter Verwendung eines Bosch-Hochratenätzprozesses mit anschließender 1,6 µm LPCVD-TEOS-Abscheidung.

Nach der Abscheidung der SiO₂-Stoppschicht (Abb. 7.9(b) Schritt 3) wurden die Gräben mit einem 190 nm LPCVD-Poly-Si beschichtet (ASM A400) und durch Epi-Poly (ASM Epsilon Epitaxy) verfüllt (Abb. 7.9(b) Schritt 4). Das LPCVD-Poly-Si dient als Nukleationsschicht für ein konformes Epi-Poly-Wachstum.

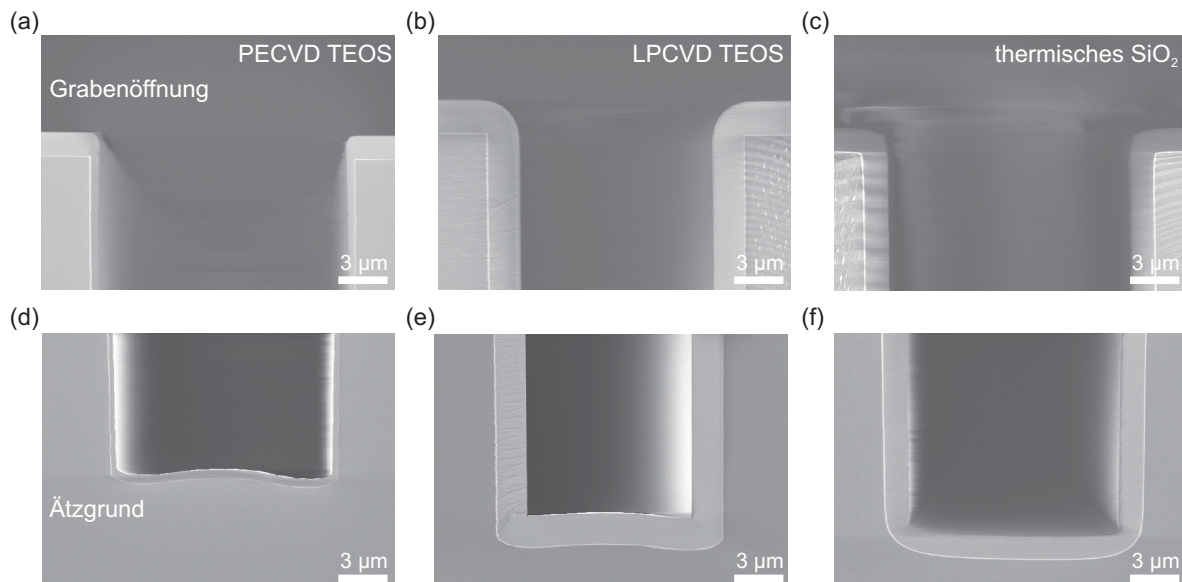


Abbildung 7.13.: REM-Aufnahmen von mit verschiedenen SiO₂-Prozessen beschichteten Gräben: (a) PECVD-TEOS-Oxid, (b) LPCVD-TEOS-Oxid und (c) thermisches Oxid. Das obere Bild zeigt dabei die Oberfläche und einen Ausschnitt des Grabens. Im unteren Bild sind der Ätzgrund und ein Ausschnitt des unteren Teils des 75 µm tiefen Grabens (Abb. 7.12) zu sehen.

Um eine möglichst lunkerfreie Abscheidung zu garantieren, erfolgte eine sequentielle Niederdruck-Abscheidung und In-situ-Rückätzung mit HCl. Der verwendete Niederdruck-

prozess gewährleistet eine hohe freie Weglänge der Teilchen und somit ein tiefes Eindringen in die Gräben. Die Rückätzung verhindert ein Zuwachsen der Gräben durch die verstärkte Abscheidung an der oberen Grabenecke (Abb. 7.14).

Um eine möglichst plane Oberfläche mit geringem Dishing² zu erhalten, wurde für die Planarisierung ein zweistufiger CMP-Prozess (Wolters CMP) verwendet (Abb. 7.9(b) Schritt 5). Im ersten Schritt fand eine Dünnung des Epi-Poly mit einer Si-Slurry (KLEBOSOL 1508-50) mit hoher Si-Polierrate statt. Die im zweiten Polierschritt verwendete Slurry besaß eine nahezu 1:1 Selektivität zwischen SiO_2 und Si (KLEBOSOL 1508-50 mit 30 Vol.-% H_2O_2 im Verhältnis 4:3). Die erzeugten Oberflächen hatten eine zu vernachlässigende Rauigkeit. Um die mit Epi-Poly gefüllten Gräben zu verschließen, wurde eine 300 nm PECVD-TEOS-Schicht abgeschieden und diese durch einen $\text{CF}_4/\text{CHF}_3/\text{Ar}$ Trockenätzprozess (AMAT P5000 MxP+) strukturiert (Abb. 7.3(c) und Abb. 7.9(b) Schritt 6). Um die Barrierefähigkeit zu testen, erfolgte eine Ätzung der Wafer mit XeF_2 und Si-dotiertem TMAH (Abb. 7.9(b) Schritt 7).

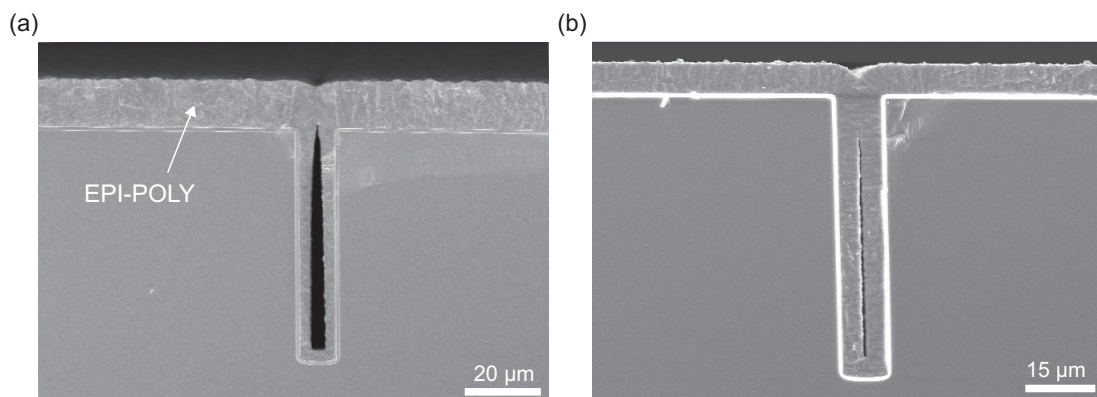


Abbildung 7.14.: REM-Aufnahmen von thermisch oxidierten 75 µm tiefen Gräben (Abb. 7.12) gefüllt mit Epi-Poly. In (a) ist die In-situ-Rückätzung mit HCl nicht ausreichend gewesen, um ein Zuwachsen der Grubenkante zu verhindern.

In Abbildung 7.15 ist eine mit XeF_2 (9 Torr, 23 °C, 30 sccm XeF_2 , 250 sccm N_2) geätzte Trench-Ätzstopp-Grube zu sehen. Deutlich zu erkennen ist die Ätzung des Opferschichtbereichs und des laterale Ätzstopps durch den aufoxidierten, mit Epi-Poly gefüllten Graben. Die REM-Aufnahme in Abbildung 7.15(b) zeigt die Ausbildung einer senkrechten Ätzwand ohne jegliche Rauigkeit.

Eine Ätzung der einkristallinen Si-Ätzgrube mit Si-dotiertem TMAH (41,25 g/l Si, 12,5 Vol.-%, 82 °C) führt zur Ausprägung von charakteristischen 54,7° Ätzflanken (Anhang A.5).

7.3.3. Opferschichtgrube

Die Prozessierung einseitig polierter, 200 mm (100)-orientierter Si-Wafer (p-dotiert, >3 Ohm·cm) für die Opferschichtgrube startete mit einer 30 µm bis 50 µm tiefen Bosch-Hochratenätzung zur Erzeugung der späteren Ätzgruben (Abb. 7.3(c), weiß gestrichelter Rahmen und Abb. 7.9(c) Schritt 2). Nach einer thermischen Oxidation von 1000 nm fand

²Als Dishing (engl. für konkav) bezeichnet man die Entstehung von konkav geformten Gräben beim CMP [38, 88].

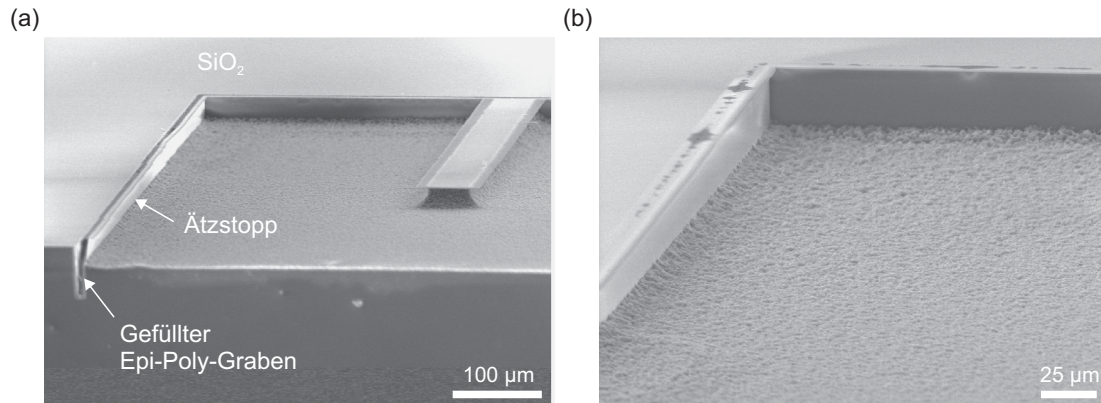


Abbildung 7.15.: REM-Aufnahmen einer mit XeF_2 geätzten Trench-Ätzstopp-Grube. In (b) ist ein vergrößerter Ausschnitt der Grubenecke aus (a) zu sehen.

eine Abscheidung von Epi-Poly mit einem sub-atmosphären-Verfahren statt, um eine hohe Abscheiderate für die bis zu $100\text{ }\mu\text{m}$ dicken n-dotierten Epi-Poly-Schichten zu erzielen (Abb. 7.9(c) Schritt 3 und 4). Zur Auffüllung der Ätzgruben muss sichergestellt werden, dass eine ausreichend dicke Epi-Poly-Schicht abgeschieden wird (Abb. 7.16(a)).

Das Planarisieren solcher Topographien über einen reinen CMP-Prozess ist aus zeitlichen und wirtschaftlichen Gründen nicht sinnvoll. Deshalb diene ein zusätzlicher Schleifschritt (engl. grinding) [140] zur groben Planarisierung und Rückdünnung des Epi-Poly auf ein CMP handhabbares Maß von kleiner $10\text{ }\mu\text{m}$. Die effektive Planarisierung als auch die Ausbildung einer ausgeprägten Oberflächenrauigkeit gehen aus Abbildung 7.16(b) hervor. Im anschließenden CMP-Schritt erfolgt, wie bei der Trench-Ätzstopp, eine zweistufige Politur um das Dishing zu minimieren (Abb. 7.9(c) Schritt 5). Zur Verstärkung des abgetragene thermischen Oxids wurde eine 300 nm PECVD-TEOS-Schicht abgeschieden und wieder über ein $\text{CF}_4/\text{CHF}_3/\text{Ar}$ Trockenätzprozess (AMAT P5000 MxP+) geöffnet (Abb. 7.3(c) und Abb. 7.9(c) Schritt 6). In Abbildung 7.17(a) ist eine REM-Aufnahme des Ätzgrubenrandes nach der Oxidöffnung zu sehen.

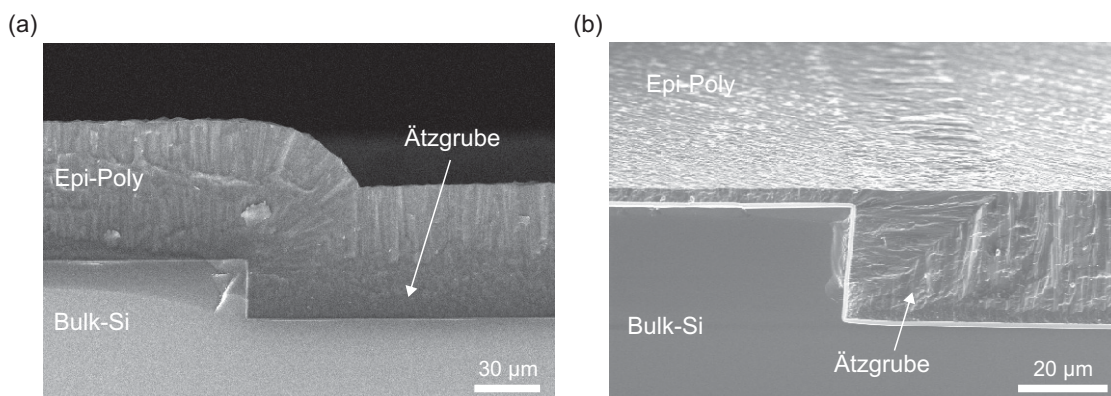


Abbildung 7.16.: REM-Aufnahme einer (a) mit dickem Epi-Poly gefüllten Ätzgrube und (b) einer beschichteten Ätzgrube nach dem Schleifen.

Die Ätzung der Epi-Poly-Opferschicht mit XeF_2 (9 Torr, $23\text{ }^\circ\text{C}$, 30 sccm XeF_2 , 250 sccm N_2) ist in Abbildung 7.17(b) gezeigt. Das Epi-Poly wird rückstandsfrei aus der Ätzgrube entfernt und die aufoxidierte Grube dient als vertikaler und lateraler Ätzstopp. Das gleiche Verhalten

ist bei der Ätzung mit Si-dotiertem TMAH (41,25 g/l Si, 12,5 Vol.-%, 82 °C) zu beobachten gewesen (Anhang A.5).

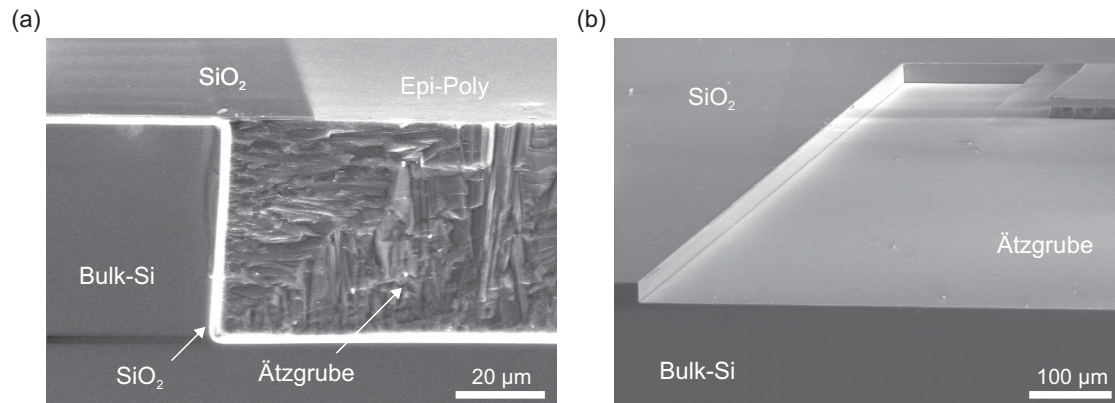


Abbildung 7.17.: REM-Aufnahme des Ätzgrubenrandes (a) eines fertiggestellten Opferschichtgrubenwafers und (b) nach der Ätzung in XeF_2 .

7.4. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Ergebnisse zur Charakterisierung der Si-Opferschichtätzungen unter Verwendung von Si-dotiertem TMAH und XeF_2 vorgestellt. Hierfür wurde eine TMAH-basierte Ätzlösung entwickelt, welche durch die Lösung von 41,25 g/l Si eine zu vernachlässigende AlN-Ätzrate aufwies. Anschließend erfolgte die Untersuchung des Unterätzverhaltens von Si-dotiertem TMAH und XeF_2 für ME-Biegebalken. Anhand von Testwafern mit einer SiO_2 -Hartmaske ließ sich der Freiätzzeitpunkt der Biegebalkenstrukturen designspezifisch bestimmen. Der XeF_2 -Prozess zeigte dabei ein isotropes Ätzverhalten und die Ausbildung von spitzen Vorständen am Einspannungspunkt der Biegebalken. Für das TMAH erfolgte die Unterätzung der Oxidhartmaske durch Einbruch der entstehenden konvexen Ecken am Ende der Balkenstrukturen.

Der einfacheren Prozessierung bei der Verwendung von Bulk-Si-Opferschichtgruben stehen die Nachteile begrenzter lateraler Strukturdimensionen sowie undefinierte Balkeneinspannungen gegenüber. Aus diesen Gründen wurden drei verschiedene Ätzstopptechnologien entwickelt, um laterale und vertikale Ätzstopps zu definieren. Für alle drei Ätzstopp-Varianten diente SiO_2 als Stoppschicht. Im Falle der Poly-SOI-Stoppschicht wurde Epi-Poly als Opferschicht verwendet und ein thermisches Oxid als vertikale Begrenzung eingesetzt. Beim neuartigen Ansatz des Trench-Ätzstopps wurden 75 µm tiefe Ätzgruben aufoxidiert und mit Epi-Poly gefüllt. In diesem Fall bilden sich laterale Ätzstopps aus. Die letzte Ätzstoppvariante bestand aus einer aufoxidierten, mit Epi-Poly gefüllten Ätzgrube. In diesem innovativen Ansatz diente das Epi-Poly als Opferschicht und die Ätzgrube als laterale und vertikale Begrenzung. Je nach freizustellender Struktur und Ätzmedium hat die eine oder andere Variante ihre Vorzüge. Die Ätzgrubenmethode stellt die universellste, jedoch auch die aufwendigste Methode dar.

8. Sensorherstellung

Die Herstellung mikromechanischer ME-Sensoren gliedert sich in zwei Hauptteile. In einem Teil wird der Sensorwafer mit den elektrischen und mechanischen Strukturen gefertigt und im anderen erfolgen die Prozessierung des Kappenwafers und die Verkapselung der ME-Biegebalken auf Waferebene.

Für die Herstellung mikromechanischer ME-Elemente liegen aus der Literatur wenig Erfahrungswerte vor [183, 137]. Insbesondere die Verwendung von AlN mit amorphen FeCoBSi-Legierungen und der Verkapselung von ME-Sensoren auf Waferebene sind bisher nicht berichtet worden. Abgesehen von der Integration des AlN/(Fe₉₀Co₁₀)₇₈B₁₂Si₁₀-Komposits in einen MEMS-Fertigungsprozess, sind Einflüsse der lateralen Abmaße und des Schichtaufbaus unbekannt. Einerseits stellt sich die Frage, welche minimalen Strukturdimensionen technologisch gefertigt werden können, andererseits ist die Auswirkung der Miniaturisierung auf die ME-Eigenschaften weitestgehend unerforscht. Aus diesen Gründen wurden in einer ersten Designphase mögliche Prozessierungswege evaluiert und eine Variation von Sensorgeometrien basierend auf rechteckigen Biegebalken erstellt. Nachfolgend werden die Gestaltungsregeln für die Sensorherstellung, die Sensorlayouts und deren Prozessierung vorgestellt.

8.1. Sensoraufbau

Abbildung 8.1 zeigt den Sensoraufbau im Querschnitt. Die durch Oberflächenmikromechanik abgeschiedenen und strukturierten Schichten des Sensorwafers werden unter Verwendung eines Kappenwafers verkapselt. Der freigestellte rechteckige ME-Biegebalken ist einseitig am Si eingespannt. Der Biegebalken besteht aus einem SiO₂/Pt/AlN/(Fe₉₀Co₁₀)₇₈B₁₂Si₁₀-Schichtaufbau. Dabei dient die amorphe (Fe₉₀Co₁₀)₇₈B₁₂Si₁₀-Schicht als Topelektrode und das Pt als Bodenelektrode. Die Ankontaktierung der Elektroden erfolgt über Au-Leiterbahnen. Elektrische Durchführungen aus Pt unter dem Bondrahmen, Au-Leiterbahnen und Au-Drahtbondflächen ermöglichen den externen elektrischen Zugang zum ME-Komposit. Als Dichtring findet ein metallischer (Au-Sn)-Bondrahmen auf einem SiO₂ Verwendung.

8.2. Gestaltungsregeln des Sensorwafers

Unter Berücksichtigung von grundlegenden und experimentell gewonnenen technologie-, funktions- und prozessierungsbedingten Anforderungen erhält man folgende Regeln für die Gestaltung und Prozessierung des Sensorwafers:

1. Bodenelektrode: Als sehr gute Startschicht für das Wachstum von AlN hat sich Pt bewährt. Darüber hinaus ist Pt durch seine chemische und physikalische Beständigkeit kompatibel zu vielen MEMS-Prozessen. Einziger Nachteil von Pt ist die notwendige

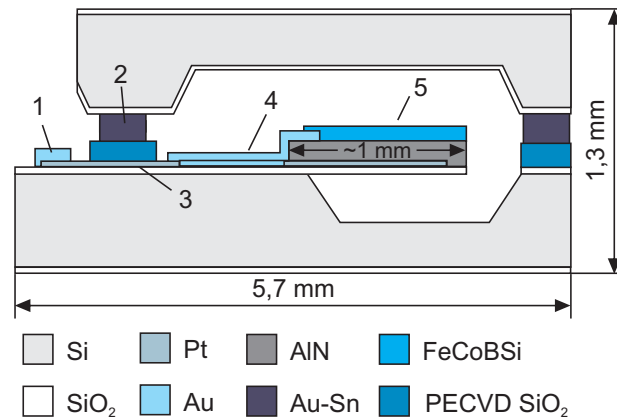


Abbildung 8.1.: Schematischer Querschnitt für einen verkapselten Sensoraufbau mit 1. Leiterbahnen und Drahtbondflächen, 2. Bondrahmen, 3. Elektrischen Durchführungen, 4. Leiterbahnen und 5. ME-Biegebalken. Die Leiterbahnen unter 4. sind als in der Tiefe räumlich versetzt anzusehen. Die Abbildung dient lediglich der Veranschaulichung und ist nicht maßstabsgetreu.

Strukturierung über einen Lift-Off-Prozess¹. Wichtig hierbei sind saubere Abrisskanten durch den Lift-Off-Vorgang. Undefinierte Kanten können durch die kolumnare Struktur vom AlN nur unzureichend bewachsen werden.

2. Neutrale Faser: Der nicht symmetrische Schichtaufbau bedingt, dass die Lage der neutralen Faser im ME-Komposit liegt. Die Schichtdicken müssen entsprechend ihrer E-Moduli aufeinander angepasst werden, um somit die optimale Position der neutralen Faser einzustellen und die maximale ME-Spannung zu erzielen. Als Grundlage dienen die Berechnungen aus Kapitel 3.
3. Schichteigenspannungen: Der quasi 2-lagige Schichtaufbau des Biegebalkens führt zu einer asymmetrischen Biegelinie und dadurch zur Auslenkung der Balkenstruktur im Falle von nicht angepassten intrinsischen Filmspannungen. Ein Ansatz zur Kompensation ist die Anpassung der Verbiegung über die Schichtdickenverhältnisse, so dass das Gesamtbiegemoment verschwindet. Jedoch ist für einen maximalen ME-Koeffizienten ein festes Kompositverhältnis erforderlich, womit sich die Variationsmöglichkeit hinsichtlich der Schichtdicken stark einschränkt. Der hier verfolgte Ansatz beruht auf der direkten Anpassung der Schichteigenspannungen der einzelnen Filme. Dabei kommt die besondere Eigenschaft des AlN-Wachstumsprozesses zum Tragen, bei dem die Schichteigenspannung über die Bias-Leistung eingestellt werden kann (Kap. 4).
4. ME-Kompositdicken: Für den ME-Schichtaufbau ergab sich experimentell eine untere als auch obere Begrenzung der Schichtdicken. Unter Einhaltung von Punkt 2 haben sich $\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Aufbauten von $0,5/1,0 \mu\text{m}$ bis $2,0/3,0 \mu\text{m}$ als prozessierbar erwiesen.
Die untere Schwelle ist Folge der zu geringen Steifigkeit des Systems und der minimalen benötigten Schichtdicke zur Abscheidung von qualitativ hochwertigem AlN. AlN-Filme mit Schichtdicken von größer $0,5 \mu\text{m}$ sind kurzschlussfrei und besitzen sehr gute piezoelektrische Eigenschaften (Kap. 4). Des Weiteren hat ein zu dünner Schichtaufbau zu einer nicht tolerablen Verbiegung der Biegebalken geführt.

¹Engl. für Abheben. Das Lift-Off-Verfahren beschreibt eine Strukturierungstechnik mittels Photolack [148].

Die obere Grenze ergab sich aus Gründen der Prozessierbarkeit heraus. Die benötigte Prozesszeit zum Abscheiden einer $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Dicke von $2,9\text{ }\mu\text{m}$ beträgt acht Stunden und ist unter zeitlichen und wirtschaftlichen Aspekten grenzwertig. Darüber hinaus wirkt sich die erhöhte Steifigkeit des Gesamtaufbaus positiv auf die Biegebalkenauslenkung aus, weshalb tendenziell eher dickere Schichtstapel zu bevorzugen sind.

5. Bondrahmen: Für die Verkapselung wurde das entwickelte (Au-Sn)-Materialsystem gewählt (Kap. 6). Dies bietet den Vorteil, dass keine Aktivierungsschritte, wie im Falle von Cu-Bondrahmen, notwendig sind. Zudem ist Gold chemisch inert und beständig gegenüber einer Vielzahl von MEMS-Prozessen.

6. Leiterbahnen: Der Anschluss des ME-Kondensators erfolgte über $3,2\text{ }\mu\text{m}$ dicke und $25\text{ }\mu\text{m}$ breite Goldleiterbahnen. Positiver Aspekt dabei ist die Abscheidung des Bondrahmens und der Leiterbahnen in einer Maskenebene. Des Weiteren erleichtert die chemische Stabilität, im Gegensatz zum weiterverbreiteten Aluminium, die Prozessintegration.

Um die Leiterbahntopographie im Bereich des Bondrahmens zu minimieren, wurden separate Durchführungen aus 100 nm hohem und $25\text{ }\mu\text{m}$ breitem Pt zusammen mit der Bodenelektrode definiert. Dadurch werden die Planarisierungsanforderungen an den späteren Waferbondprozess verringert.

Der gemessene Gesamtwiderstand der Leiterbahnen von ungefähr $100\text{ }\Omega$ ist im Vergleich zu dem im $\text{M}\Omega$ -Bereich befindlichen AlN-Widerstand zu vernachlässigen. Die Drahtbondflächen mit $125\times 125\text{ }\mu\text{m}^2$ Bondflächen, einem Rastermaß von $170\text{ }\mu\text{m}$ und einem Randabstand von $0,5\text{ mm}$ entsprechen den Vorgaben des verwendeten Drahtbondwerkzeugs (HA45-W-2020-1-C) .

7. Elektrische Isolation: Im Falle metallischer Bondzwischen-schichten ist es erforderlich die Leiterbahnen vom Bondrahmen mittels einer nichtleitenden Schicht galvanisch zu trennen. Kompatibel mit der Prozessführung haben sich PECVD-TEOS-Schichten gezeigt.
8. Justagemarken: Für die Ausrichtungen der einzelnen Lithographieebenen, der Justage von Sensor- und Kappenwafer beim Waferbonden sowie für das Wafersägen sind spezielle Strukturen für die Positionierung zu erzeugen. Im Falle der Photolithographie müssen diese Justagemarken in der ersten Ebene gesetzt werden und über alle Prozessierungsschritte hinweg unverändert bleiben. Im vorliegenden Fall findet die Erzeugung der Marken zusammen mit der Bodenelektrode aus chemisch und physikalisch beständigem Platin statt. Die Marken zum Waferbonden werden über die Bondrahmenebene mittels galvanischem Au hergestellt. Der hierdurch erzeugte Kontrastunterschied zwischen Marke und Untergrund ist für die Ausrichtung gut geeignet. Zusätzlich werden in dieser Ebene die Sägemarken für die Chipvereinzelung gesetzt.
9. Sticking-Effekt: Aufgrund von nasschemischen Prozessen kann es zum irreversiblen Anhaften von freien ME-Biegebalken am Untergrund kommen und somit zum Verlust der Funktionsfähigkeit des Sensors führen. Prozesse dieser Art sollten nach Möglichkeit vermieden werden. Ist der Einsatz trotzdem unabdingbar, ist eine Trocknung der Biegebalken über ein organisches Lösemittel, wie Isopropanol oder Aceton, notwendig.

10. Gesamtprozess: Im Rahmen der Gesamtprozessfähigkeit sind sowohl die einzelnen Maskebenen aufeinander abzustimmen als auch die Prozessverträglichkeit der Materialien und Ätzmedien zu beachten. Abgesehen von den minimal auflösbaren Strukturdimensionen von $0,8\ \mu\text{m}$ und der Positionierungsgenauigkeit von $0,1\ \mu\text{m}$ der Belichtungseinheit (Canon FPA 3000) sind Vorhalte für die nass- und trockenchemische Prozesse zu berücksichtigen. Ein minimaler Überlapp der Ebenen von $5\ \mu\text{m}$ hat sich als geeignet erwiesen. Die Kompatibilität zwischen den einzelnen Schichten wurde durch eine geeignete Materialwahl, welche sich selektiv zueinander strukturieren lassen, sichergestellt. Die verwendeten Materialien, Ätzmedien, Abscheideverfahren und Strukturierungsprozesse sind im Detail unter Kapitel 8.4.3 aufgeführt.
11. 150 mm Prozessierung: Während das Fraunhofer ISIT über eine 200 mm Fertigungsline für MEMS verfügt, ist die Prozessierung im Kieler Nanolabor nur auf 150 mm Wafern möglich. Für eine Beschichtung der Wafer mit $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ müssen diese von 200 mm auf 150 mm heruntergeschnitten werden. Dieser Vorgang wird über ein spezielles Schnittprogramm (engl. round circle cut) mit einer Wafersäge (Disco DAD 341) durchgeführt. Nachfolgende Prozessierungen sind am Fraunhofer ISIT nur noch mit Batchprozessen möglich, bei denen 150 mm Waferhalter verwendet werden können, oder über Prozesse mit Trägerwafern. Dadurch bedingt findet eine vollständige Fertigstellung des Sensoraufbaus bis auf die $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Abscheidung am Fraunhofer ISIT statt. Lediglich der Freistellungsprozess der ME-Biegebalken ist nach der $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Abscheidung noch erforderlich.
12. Sensorgeometrie: Für die erste Designphase wurden rechteckige, einseitig eingespannte Biegebalkenstrukturen gewählt. Die einfache Form ermöglicht eine analytische Beschreibung wichtiger Sensoreigenschaften, wie Resonanzfrequenz, neutrale Faser und ME-Koeffizient. Darüber hinaus ist das Entwerfen und Fertigen solcher Strukturierung weniger aufwendig, als die Prozessierung komplexerer Strukturen mit Perforationen, multiplen Einspannungen oder segmentierten Elektroden. Zur experimentellen Bestimmung geeigneter Balkendimensionen sind Strukturen mit variierendem Länge-zu-Breite-Verhältnis entworfen und hergestellt worden. Eine Übersicht der Layouts erfolgt im nachfolgenden Unterkapitel 8.3.

8.3. Sensorgeometrien

Die Variation der Sensordimensionen zur Bestimmung der technologisch fertigbaren und messtechnisch verwertbaren Geometrien ist in Tabelle 8.1 gezeigt. Die Spanne der Balkenlängen reicht von $200\ \mu\text{m}$ bis $1400\ \mu\text{m}$ und die Strukturbreiten liegen zwischen $30\ \mu\text{m}$ und $600\ \mu\text{m}$. Darüber hinaus sind die berechneten Resonanzfrequenzen angegeben.

8.4. Entwicklung eines Sensorwaferprozesses zur Herstellung von ME-Sensoren

Unter Berücksichtigung der Gestaltungsregeln wurde das Sensorwaferdesign mit der Hilfe des digitalen Entwurfprogramms CADENCE® erstellt und auf Chrommasken für die Photoli-

Tabelle 8.1.: Übersicht der unterschiedlichen Balkengeometrien. Angegeben sind Länge und Breite, Biegebalkenfläche und die berechnete Resonanzfrequenz für ein ME-Komposit aus $1\text{ }\mu\text{m}$ AlN und $3\text{ }\mu\text{m}$ $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$. Die Berechnung der Resonanzfrequenz erfolgte unter Verwendung des Matlab®-Quelltextes aus Anhang A.8. Eine schematische Darstellung der Balkengeometrien ist in Anhang A.6 Abbildung A.6 zu finden.

Typ	Dimension ¹ [μm^2]	Fläche [mm^2]	Resonanzfrequenz [kHz]
A1_1	200×300	0,06	31,6
A1_2	200×700	0,14	5,8
A1_3	200×1000	0,2	2,8
A1_4	200×400	0,08	17,8
A1_5	200×200	0,04	71,0
B1_1	60×700	0.042	5,8
B1_2	140×1400	0.196	1,5
B1_3	120×1200	0.144	2,0
B1_4	50×400	0,02	17,8
B1_5	30×300	0.009	31,6
C1_1	500×400	0,2	17,8
C1_2	300×400	0,12	17,8
D1_1	600×1200	0,72	2,0

¹Länge \times Breite der frei beweglichen Sensorfläche

thographie durch einen externen Hersteller übertragen. Darüber hinaus war die Entwicklung eines Gesamtfertigungsprozesses für die Sensorwaferherstellung erforderlich. Hierfür waren neben den Untersuchungen der vorangegangenen Kapitel 4 bis 7 teilweise Einzelprozessentwicklungen im Rahmen der Prozessintegration notwendig. Der entwickelte Technologieablauf wurde unter Verwendung des „Manufacturing Execution System“ (MES) PROMIS® digitalisiert. Dabei erfolgte eine Zusammenstellung des Ablaufs aus Technologierezepten und benötigten Fertigungsparametern. Die Technologierezepte können dabei aus einer Datenbank abgerufen werden. Die Verwendung eines MES ermöglicht eine gesteuerte Fertigung der Wafer in einer Produktionsumgebung und die optimale Nachverfolgung der Einzelprozesse.

8.4.1. Einzelprozessentwicklung im Zuge der Prozessintegration

Lift-Off-Prozesse

In dieser Arbeit wurden zwei Lift-Off-Prozesse zur Strukturierung von Pt und $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ eingesetzt. Die unterschiedlichen Schichthöhen und Wafertopographien in den Prozessen machten es erforderlich, unterschiedliche Lacksysteme heranzuziehen. Für die dünne Pt-Bodenelektrode fand das ma-N 1420 Lacksystem von MicroChemicals Verwendung. Beim Lift-Off der $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Schicht war neben der eigentlichen Filmhöhe ein Ausgleich vorhandener Wafertopographien von einigen Mikrometern erforderlich. Aus diesem Grund wurde sich für eine Sprühbelackung mit AZ 2070 von MicroChemicals entschieden. Zu Beginn der Sensorentwicklung existierten am Fraunhofer ISIT nur manuelle Belackungs- und Entwicklungsprozesse für die Lift-Off-Lacke. Es stellte sich heraus, dass

die Reproduzierbarkeit dieser Prozesse hinsichtlich Strukturgenauigkeit und Unterschnitt unzureichend war. Die Folgen reichten von undefinierten Justagemarken über schlechte Abrisskanten von Pt und $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ (Abb. 8.2) bis hin zum vollständigen Versagen des Lift-Off-Vorgangs.

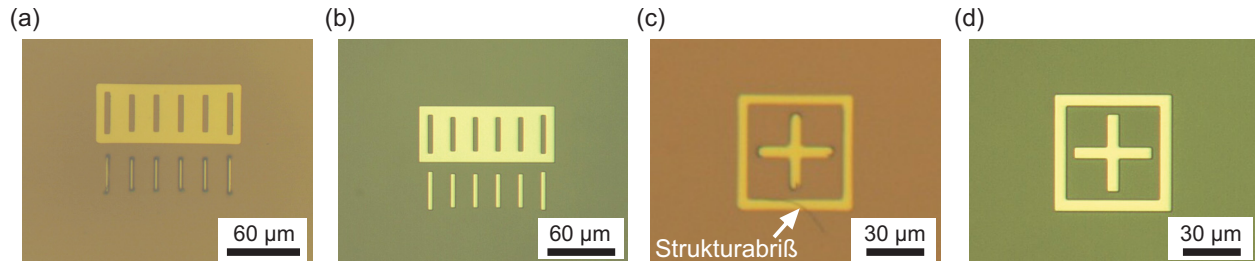


Abbildung 8.2.: Lichtmikroskopaufnahmen von Lift-Off strukturierten Pt-Flächen für (a, c) nicht optimierte und (b, d) optimierte Parameter. Deutlich zu erkennen ist in Bild (a) die unzureichende Strukturtreue der Übertragung durch den Negativlack (Micro Resist ma-N 1420). In Bild (c) ist ein Fall von schlechten Abrisskanten gezeigt. Bei den dargestellten Strukturen handelt es sich um Justagemarken für die Stepper-Belichtung (Canon FPA 3000).

Die Parameter zur Einstellung des Lithographieprozesses sind in Tabelle 8.2 zusammengefasst. Abbildung 8.3 zeigt das Unterschnittprofil für beide Lackssysteme im Falle optimierter Parameter.

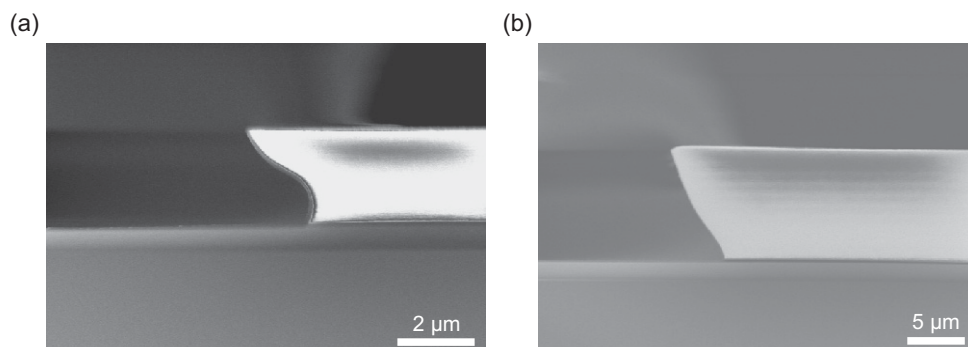


Abbildung 8.3.: REM-Aufnahmen der Lackprofile für (a) ma-N 1420 und (b) AZ 2070 prozessiert mit optimierten Lithographieparametern (Tab. 8.2).

Tabelle 8.2.: Optimierte Parameter zur Entwicklung, Belichtung und Belackung ma-N 1420 von Micro Resist und AZ 2070 von MicroChemicals. Als Belacker/Entwickler wurde eine ACS 200 von SUSS MicroTec verwendet. Die Belichtung erfolgte mit einem Stepper-System Canon FPA 3000.

Lacksystem	Belackung	Belichtung	Entwicklung
ma-N 1420	Menge: 8 ml	Dosis: 4200 mJ	Zeit: 4×90 s Puddle
	Umdrehung: 1850 1/min	Fokus: 0 μm	
	Zeit: 30 s		
AZ 2070	Menge: 25 ml	Dosis: 2×650 mJ	Zeit: 5×40 s Puddle
	Umdrehung: Sprüh	Fokus: +10 μm	
	Zeit: 10 min		

Schichteigenspannung

Ein bekanntes Problem von freitragenden MEMS-Strukturen ist deren Verbiegung oder Verwölbung durch die Schichteigenspannungen der Materialien [74, 193]. In Tabelle 8.3 sind die gemessenen Schichteigenspannungswerte der im ME-Biegebalken eingesetzten Schichten wiedergegeben. Aus den Werten geht hervor, dass ein nicht spannungskompensiertes Schichtsystem wahrscheinlich ist.

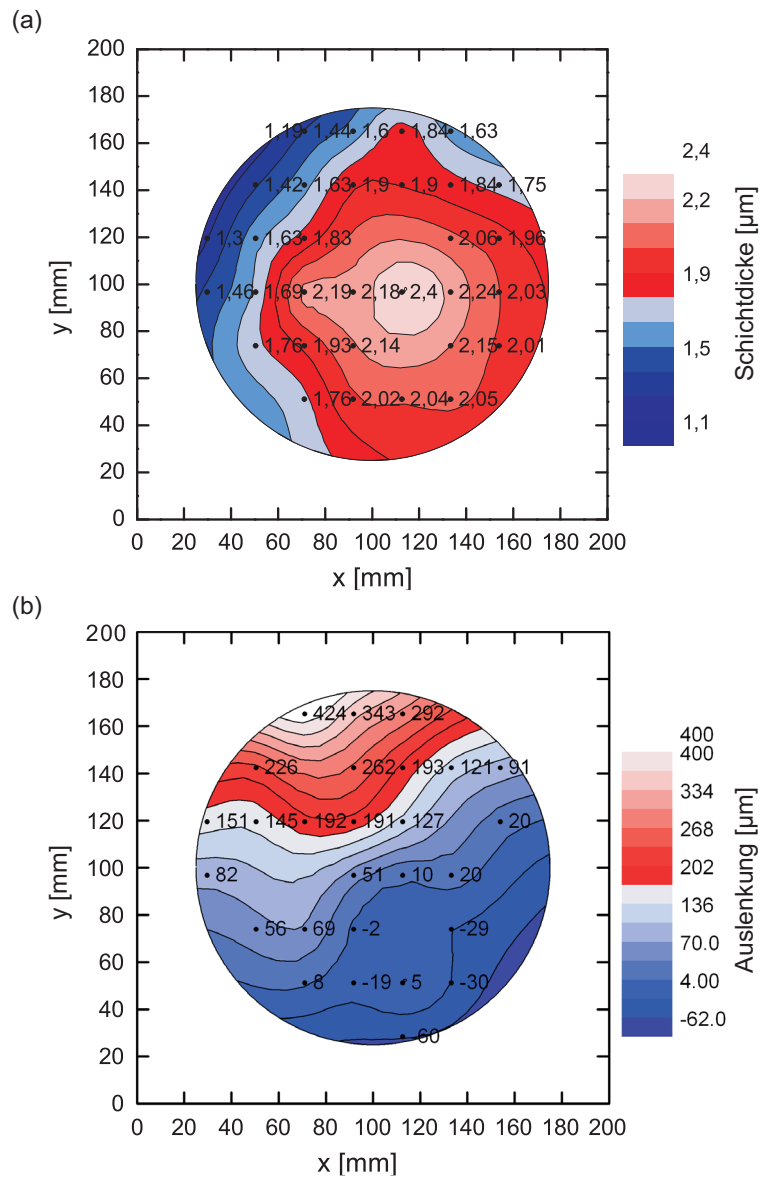


Abbildung 8.4.: (a) Schichtdickenverteilung des $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Prozesses. Die mittlere Schichtdicke beträgt $1,84 \pm 0,29 \mu\text{m}$. (b) Auslenkung freigestellter ME-Biegebalken des Typs A1_3 (Anhang A.6 Abb. A.6) für einen $\text{SiO}_2/\text{Ti}/\text{Pt}/\text{AlN}/\text{Cr}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ Schichtaufbau mit den dazugehörigen Schichtdicken von 650 nm/20 nm/100 nm/1 μm /10 nm/1,2–2,4 μm . Die Auslenkung wurde aus den gemessenen Krümmungsradien (FRT Microglider Laser System) für Biegebalken mit einer Länge von 1 mm berechnet. Die gemessenen beziehungsweise berechneten Werte sind als Datenpunkte angefügt.

Die Erzeugung eines spannungsfreien Schichtaufbaus erfolgte über die Einstellung der Schichteigenspannung von AlN. Als bewährtes Verfahren hat sich die Herstellung von AlN-Filmen mit leichter Druckspannung (~ 100 MPa) gezeigt. Dabei wurden die aus Kapitel 4 ermittelten RF-Biaswerte zu Grunde gelegt. Als problematisch erwies sich die inhomogene Schichtdickenverteilung des $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Abscheideprozesses (Abb. 8.4(a)), die zu einer starken Streuung in der Auslenkung über den Wafer führte. Verantwortlich für das keilförmige Profil sind vermutlich das magnetische Bias-Feld und der asymmetrische Pumpenauslass der Prozesskammer. Die dazugehörige Verteilung der Biegebalken-Auslenkung ist im 2D-Wafergraph von Abbildung 8.4(b) zu sehen. Hier spiegelt sich das keilförmige Profil des Abscheideprozesses wieder (Abb. 8.4(a)). Die Diskrepanz zwischen den Verläufen ist vermutlich auf einen inhomogenen Temperaturverlauf über den Wafer zurückzuführen, die sich nicht im Schichtdickenprofil zeigt, sehr wohl aber im mechanischen Spannungsverhalten der Biegebalken.

Eine Schichtspannungsanpassung war aufgrund des schrägen Abscheideprofils über den gesamten Wafer nicht möglich. Um dennoch die Auslenkung über den Wafer auf ein akzeptables Maß von $100\text{ }\mu\text{m}$ für 1 mm lange Biegebalken zu halten, wurde die Steifigkeit des Gesamtaufbaus durch einen dickeren Schichtstapel erhöht, um den Effekt abzumildern. Als geeignet erwiesen sich hierfür Schichtstapel mit einer Gesamthöhe von $6\text{ }\mu\text{m}$, ausgehend von einer $2\text{ }\mu\text{m}$ dicken AlN-Schicht.

Tabelle 8.3.: Schichteigenspannungswerte für im ME-Biegebalken verwendete Materialien. Die Messung erfolgte nach Kapitel 4.1.

Material	Schichtdicke [μm]	Schichtspannung [MPa]
$(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ ¹	1	-300
AlN	0,5-2,0	≈ 0
Pt ²	0,1	$+680$
SiO ₂	0,65	-380

¹20 nm Ta als Haftvermittler und 10 nm Cr als Deckschicht

²20 nm Ti als Haftvermittler

8.4.2. Maskenlayout

Die sechs Maskenebenen zur Herstellung der MEMS ME-Sensoren sind in Abbildung 8.5 gezeigt. In der ersten Ebene werden die Justagemarken für die Belichtung, die Bodenelektrode und die benötigten elektrischen Durchführungen unter dem späteren Bondrahmen erzeugt. Die zweite Maske definiert den Bereich des PECVD-SiO₂-Isolationsrahmens. Im dritten Lithographieprozess erfolgt die Festlegung der AlN-Dimensionen. Die AlN-Schicht überlappt die Bodenelektrode um elektrische Kurzschlüsse durch die nachfolgenden Metallisierungsebenen zu vermeiden. Im Bereich der Ankontaktierung für die Bodenelektrode ist das AlN geöffnet. In der darauf folgenden Goldgalvanikmaske werden Leiterbahnen, Drahtbondflächen, Bondrahmen, Justagemarken für das Waferbonden und -sägen sowie Schriftzüge gesetzt. Eine Öffnung des thermischen Oxids findet in der fünften Ebene statt. Hierbei wird die spätere Si-Opferschichtgrube definiert. Die letzte Ebene dient zur Erzeugung der $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Struktur auf dem AlN. Um ausreichend Vorhalt für den Lift-Off-Lack zu garantieren, ist ein Abstand von mindestens $5\text{ }\mu\text{m}$ zum AlN-Rand einzuhalten.

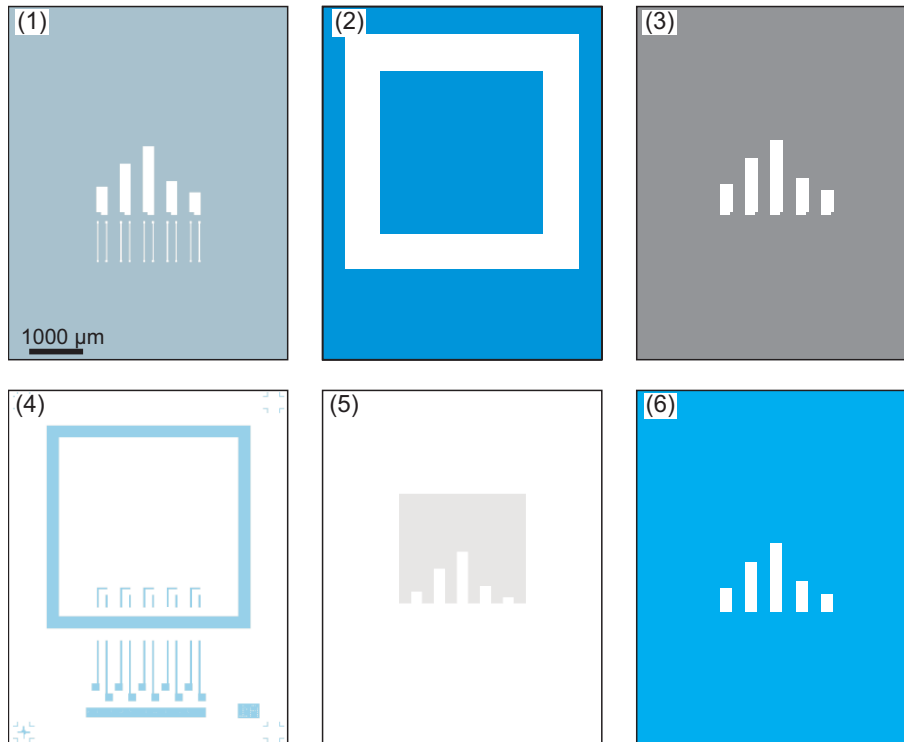


Abbildung 8.5.: Für die ME-Sensoren benötigten Maskenebenen in chronologischer Reihenfolge ihrer Verwendung (1–5) anhand des Balkendesigns A1 (Anhang A.6 Abb. A.6). Diese dienen zur Definition von: (1) Bodenelektrode, (2) PECVD SiO_2 -Isolationsrahmen, (3) AlN, (4) Goldgalvanik, (5) Si-Opferschichtgrube und (6) $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$. Farblich markierte Bereiche werden belichtet. Bedingt durch die Belichtungsoptik sind alle Masken um die y-Achse gespiegelt.

8.4.3. Sensorwaferprozessierung

Der ME-Biegebalkenaufbau wurde auf einseitig polierten, 200 mm (100)-orientierten Si-Wafern (p-dotiert, $>3 \text{ Ohm}\cdot\text{cm}$) unter Verwendung von Oberflächenmikromechanik-Prozessen gefertigt. Der dazugehörige Prozessfluss ist in Abbildung 8.6 schematisch dargestellt.

Zu Beginn der Sensorwaferherstellung erfolgte eine thermische Oxidation von 650 nm (ASM A400) (Abb. 8.6 Schritt 2). Anschließend wurde auf einer Negativ-Lithographie 20 nm Ti und 100 nm Pt gedampft (Balzers BAK760) und über einen Lift-Off-Prozess durch Abheben des Negativ-Photolacks im Lösemittelbad (EKC 830) strukturiert (Schritt 3). Das Ti diente hierbei als Haftvermittler. In diesem Schritt wurden sowohl die Bodenelektrode als auch die elektrischen Durchführungen unter dem späteren Bondrahmen definiert. Zur elektrischen Isolation der Durchführungen vom Bondrahmen erfolgte die Abscheidung einer 300 nm dicken PECVD- SiO_2 -Schicht (AMAT PECVD TEOS System) und dessen Strukturierung über BOE (Schritt 4 und 5). Im nächsten Schritt wurde eine Schichtabfolge aus AlN und 50 nm Mo (Oerlikon Clusterline 200) ohne Vakuumbruch gesputtert (Schritt 6). Die Strukturierung von Mo fand in einer PWS-Ätzlösung statt (Schritt 7) und unter Verwendung von Mo als Hartmaske wurde AlN in 25 Vol.-% TMAH bei 82 °C geätzt (Schritt 8). Anschließend erfolgte die Entfernung der Mo-Hartmaske (Schritt 9) in einer CAN-Lösung (Anhang A.3). Abbildung 8.7 zeigt Ausschnitte des Bereichs der geöffneten Bodenelektrode.

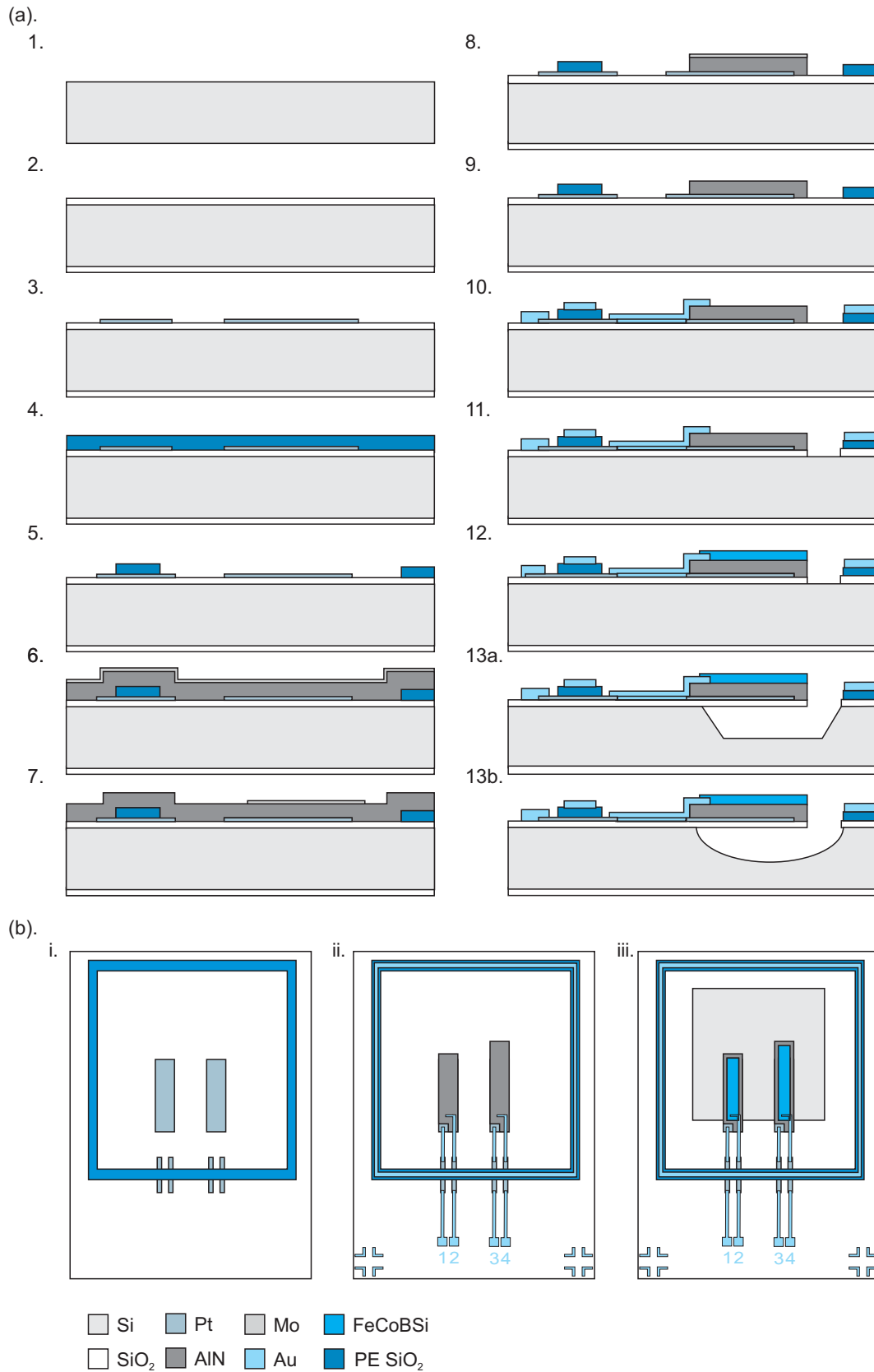


Abbildung 8.6.: Schematische Darstellung der Sensorwaferprozessierung (a) als Querschnitt und (b) in Draufsicht. Dabei entsprechen die Schritte 5, 10 und 12 aus (a) den Bildern i, ii und iii aus (b).

Deutlich zu erkennen ist der aus Kapitel 4.2.4 beobachtete Flankenwinkel der geätzten AlN-Seitenwand. Konkave und konvexe Ecken werden gut durch den Strukturierungsprozess abgebildet. Auffällig ist das gestörte Wachstum am Übergangsbereich der strukturierten Pt-Bodenelektrode zum SiO₂ (Abb. 8.7(b)). Die entstandenen Hohlräume stellen eine mögliche Gefahr hinsichtlich elektrischen Kurzschlüssen im Falle von Leiterbahnenüberführungen dar.

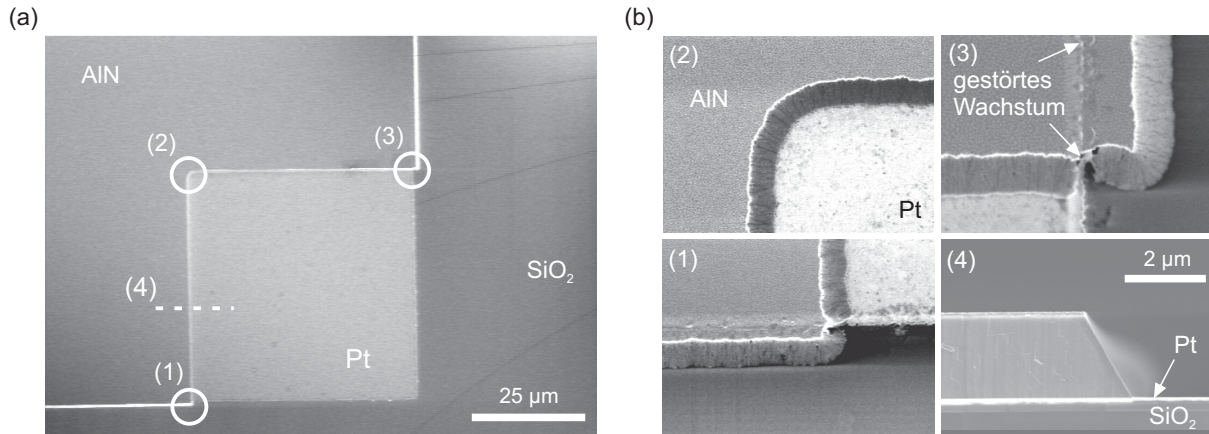


Abbildung 8.7.: (a) REM-Aufnahme des Kontaktbereichs der Bodenelektrode nach der AlN-Strukturierung. (b) Vergrößerte Ausschnitte der weiß markierten Bereiche aus (a). Unterbild (b.4) zeigt eine REM-Aufnahme vom Querschnitt vor der Mo-Entfernung.

Nach der AlN-Strukturierung folgte die Beschichtung der PB aus 40 nm Cr und 250 nm Au (Oerlikon EVO II). Das Cr diente hierbei als Haftvermittler. Unter Verwendung einer Fotolackform (AZ 4562) wurden die Leiterbahnen, die Drahtbondflächen und der WLP Bondrahmen mit Au-Dicken von 3,4 µm abgeschieden (RENA x-EPT). Hierfür erfolgte die Verwendung des Galvanikbads Enthone MICROFAB AU. Anschließend wurde die PB entfernt (Schritt 10). Die Ätzung erfolgte mit einer Sequenz aus einer Cyanidischen-Lösung (Na₂S₂O₃:CH₄N₂S:C₆FeK₃N₆ im Verhältnis 1:1:3) für Au und mit CAN für Cr. Abbildung 8.8(a) zeigt eine Lichtmikroskopaufnahme von ME-Sensorstrukturen und Bondrahmen nach der PB-Ätzung.

Ein CF₄/CHF₃/Ar Trockenätzprozess (AMAT P5000 MxP+) diente zur Strukturierung des SiO₂, um den Bereich der Si-Opferschichtgrube für die Freistellung der Biegebalken zu definieren (Schritt 11). Bevor eine Beschichtung und Strukturierung des (Fe₉₀Co₁₀)₇₈B₁₂Si₁₀ (Schritt 12) erfolgen konnte, war ein Herunterschneiden der Wafer auf 150 mm erforderlich. Dieser Vorgang wurde an einer Wafersäge (Disco DAD 341) mittels eines „Round-Circle-Cut-Programms“ durchgeführt. Die Strukturierung der (Fe₉₀Co₁₀)₇₈B₁₂Si₁₀-Schicht fand über einen Lift-Off-Prozess statt (Abb. 8.8(b)). Die Schichtdicken von AlN und (Fe₉₀Co₁₀)₇₈B₁₂Si₁₀ wurden entsprechend der Berechnungen aus Kapitel 3 eingestellt. Jedoch waren durch die große Streuung der (Fe₉₀Co₁₀)₇₈B₁₂Si₁₀-Schichtdicken und der Biegebalkenauslenkungen (Abb. 8.4) Sensorelemente nur unter Einschränkung mit den optimalen Schichtdickenverhältnissen fertigbar. Im letzten Schritt erfolgte die Freistellung der ME-Biegebalken durch eine Si-Opferschichtätzung (Kap. 7). Zur Freiätzung wurde entweder eine Kombination aus Si-dotiertem TMAH (41,25 g/l Si, 12,5 Vol.-%, 82 °C) und eines vorhergehenden 3 min bis 5 min langen XeF₂-Prozesses (9 Torr, 23 °C, 30 sccm XeF₂, 250 sccm N₂) verwendet oder ein reiner XeF₂-Prozess eingesetzt (Schritt 13a und 13b).

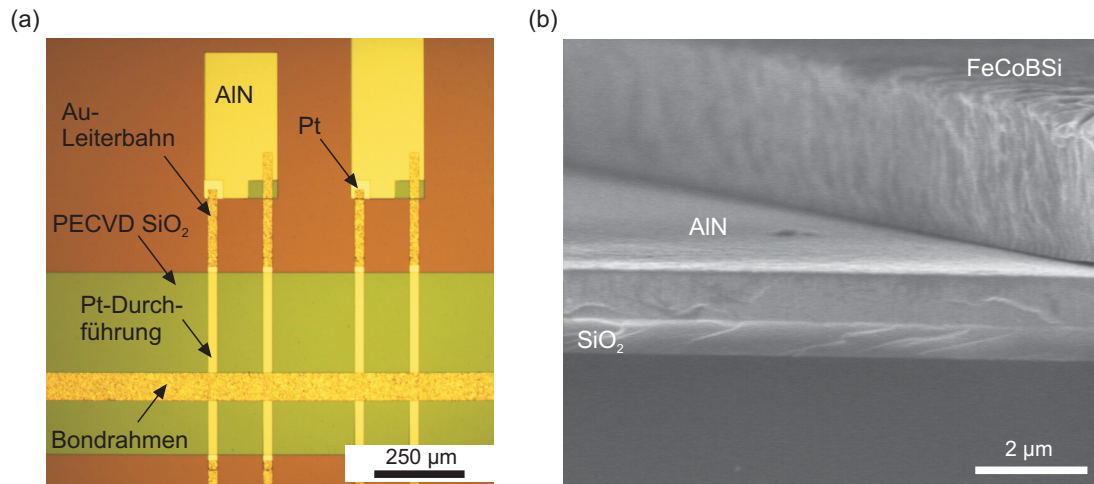


Abbildung 8.8.: (a) Lichtmikroskopaufnahme von ME Sensorstrukturen nach der PB-Ätzung. (b) REM-Aufnahme der (Fe₉₀Co₁₀)₇₈B₁₂Si₁₀-Abrisskante nach der Lift-Off-Strukturierung.

Die Verwendung eines vorgeschalteten XeF₂-Prozesses beim TMAH-Freistellen war notwendig, um passivierende Oxidschichten und anderweitige Prozessrückstände aufzubrechen. Als verwendete Prozesszeiten wurden die aus Kapitel 7.2 ermittelten Werte zugrunde gelegt. Zur Sicherstellung einer vollständigen Freistellung kamen zwei Techniken zum Einsatz. Auf der einen Seite dienten Testwafer mit einer SiO₂-Maske in Biegebalkengeometrie (Anhang A.6 Abb. A.6) zur Bewertung der Unterätzung. Zum anderen wurde die Auslenkung aufgrund der nicht vollständig kompensierten Schichtspannungen der Biegebalken über eine Laserabtastung (FRT MicroGlider) bestimmt. Ein quadratischer Verlauf der Auslenkung wies auf eine Freistellung der Biegebalken hin.

In Abbildung 8.9 ist ein ME-Sensorelement nach Freiätzung mit XeF₂ gezeigt. Die ME-Biegebalken sind nahezu waagrecht ausgerichtet. Zudem ist die isotrope Unterätzung durch den XeF₂-Prozess am Rand der Ätzgrube gut zu erkennen. Weitere Details zum Prozessfluss und den verwendeten Prozessparameter sind im Anhang A.6 zu finden.

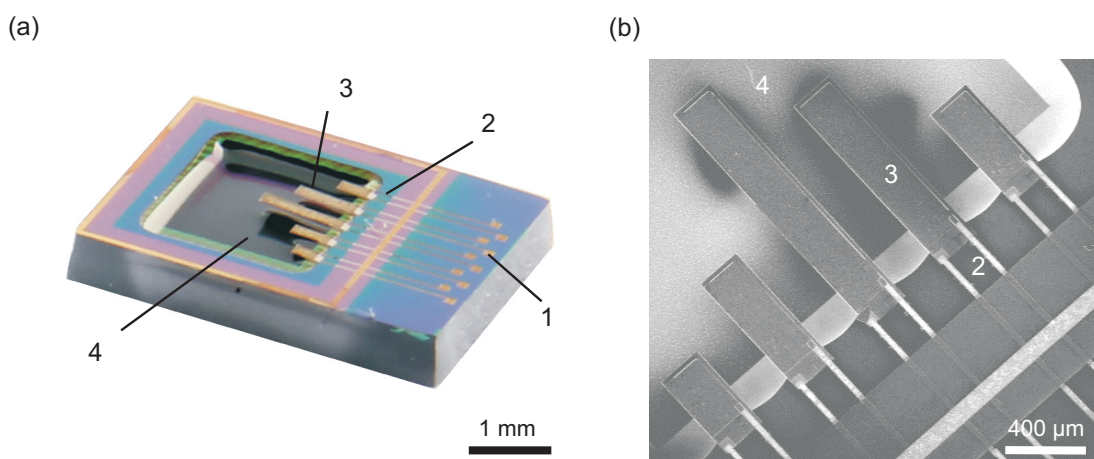


Abbildung 8.9.: (a) Foto und (b) REM-Aufnahme eines mit XeF₂ fertiggestellten ME-Sensorelements des Typs A1 (Anhang A.6 Abb. A.6) mit 1. Drahtbondflächen, 2. Goldleiterbahnen, 3. ME-Biegebalken und 4. Ätzgrube. Im Falle dieses Sensorelements wurde der Isolationsrahmen (Abb. 8.6 Schritt 5) in der AlN-Ebene (Abb. 8.6 Schritt 9) erzeugt.

Ein fertiggestellter Sensorwafer ist in Abbildung 8.10 zu sehen. Im Inset ist ein einzelnes Sensorelement mit den ME-Biegebalken unterschiedlicher Länge gezeigt. Die Freistellung der Sensorelemente erfolgte hierbei mit Si-dotiertem TMAH. Zusätzlich zu den Sensorelementen sind Prozesskontrollmodule für Widerstandsmessungen und piezoelektrischer Charakterisierung auf dem Wafer untergebracht.

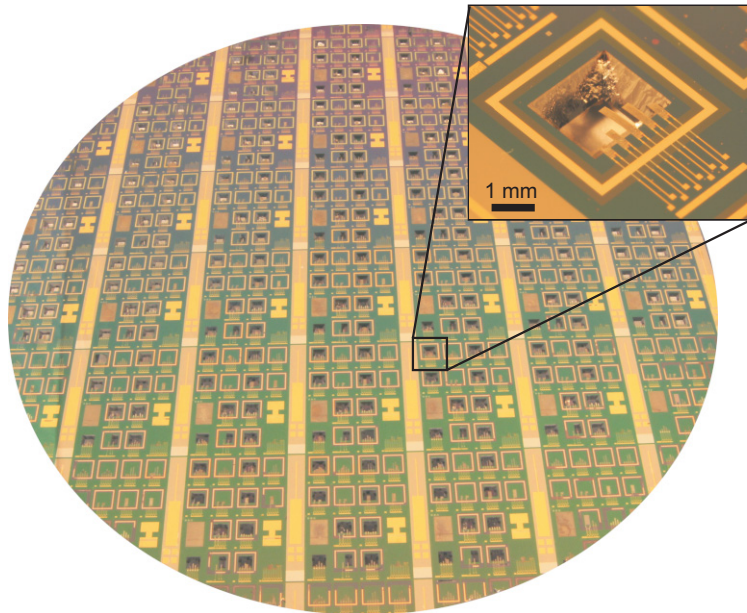


Abbildung 8.10.: Foto eines 150 mm Sensorwafers. Im Inset ist ein einzelnes Sensorelement mit Drahtbondflächen, Leiterbahnen, Bondrahmen, ME-Biegebalken und TMAH-Ätzgrube vergrößert dargestellt.

8.5. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Gestaltungs- und Herstellungsregeln für den Sensorwafer vorgestellt. Zudem erfolgten die Einführung der Maskenlayouts und die Vorstellung des Gesamtfertigungsprozesses. Unter Verwendung von Prozessen der Oberflächenmikromechanik wurden rechteckige ME-Biegebalken mit einem Schichtaufbau bestehend aus $\text{SiO}_2/\text{Pt}/\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$, Leiterbahnen, Au-Bondrahmen und Drahtbondflächen auf dem Sensorwafer gefertigt. Die Freistellung der Biegebalken erfolgte wahlweise mit Si-dotiertem TMAH oder XeF_2 .

9. Sensorverkapselung

Zum Schutz der ME-Sensoren und deren Betrieb unter einer definierten Arbeitsumgebung ist eine Verkapselung notwendig. Neben der Entwicklung eines geeigneten Bondprozesses auf Basis des TLP-Bondens ist für den Gesamtfertigungsprozess die Gestaltung und Fertigung des Deckelwafers erforderlich. Im Folgenden werden zuerst die Gestaltungsregeln für den Deckelwafer diskutiert und im Anschluss auf die Herstellung des Kappenwafers eingegangen.

9.1. Gestaltungsregeln des Kappenwafers

Unter Betrachtung von technologie-, funktions- und prozessierungsbedingten Anforderungen ergeben sich folgende Regel für die Gestaltung und Herstellung des Kappenwafers:

1. Selektives Bonden: Ein Anbonden oder eine starke mechanische Belastung der ME-Biegebalken muss vermieden werden. Die Bondzwischen-schicht darf nur in definierten Bereichen vorhanden sein. Hierfür ist es notwendig geeignete Kavitäten zu schaffen, in denen sich die aktiven Strukturen befinden.
2. Bondfläche: Kleine Bondflächen sind notwendig, um die parasitären Kapazitäten durch den Metallrahmen möglichst gering zu halten. Des Weiteren ist vom Kostenaspekt her eine optimale Ausnutzung der Chipfläche wünschenswert. Jedoch muss sichergestellt sein, dass sich eine hermetisch dichte Verbindung (Breite $>50\text{ }\mu\text{m}$) ausbildet. Betrachtet man zudem Ausrichtegenauigkeiten von Lithographie ($>10\text{ }\mu\text{m}$) und Waferbondwerkzeug ($>20\text{ }\mu\text{m}$) sind Bondrahmenbreiten von mindestens $80\text{ }\mu\text{m}$ erforderlich.
3. Drahtbondflächen: Die elektrische Ankontaktierung der ME-Sensoren erfolgt mittels Ultraschall-Drahtbonden [97]. Hierbei wird das Sensorelement auf eine Leiterplatte (Anhang A.7) mit Kontaktstiften geklebt und die Kontaktflächen des Sensors mit den Leiterbahnen der Platine über einen Aluminiumdraht ($\varnothing=25\text{ }\mu\text{m}$, AlSi 1 %) elektrisch verbunden. Zur Ankontaktierung des Sensors müssen zuerst die Kontaktflächen nach der Verkapselung freigelegt werden. Dafür werden im Bereich der Kontaktflächen des Kappenwafers entsprechende Gruben geätzt, welche nach dem Bonden durch einen mechanischen Bearbeitungsschritt geöffnet werden. Das kann auf der einen Seite durch das Heraussägen des zu entfernenden Materials erfolgen oder auf der anderen Seite über das Abtragen der nicht gebondeten Seite mittels Schleifen bis sich die geätzten Gebiete öffnen. Da die Aufnahme der ME-Biegebalken ebenfalls in einer Kavität erfolgt, ist eine Zusammenlegung der Kavitätenätzung sinnvoll und schließt somit die Freilegung durch einen Schleifprozess aus.

Der Zugang der Drahtbondflächen muss darüber hinaus mit dem Drahtbondwerkzeug (HA45-W-2020-1-C) zugänglich sein. Dabei spielen Abstand der Bondflächen vom Deckel und von den Kontaktflächen der Leiterplatte, Deckelhöhe, Deckflanken und Sensor-

waferhöhe eine Rolle. Hier müssen die Vorgaben des Drahtbondwerkzeugs eingehalten werden.

4. Gesamtentwurf: Der Sensordeckel ist entsprechend des Sensorchips zu gestalten und muss über den ganzen Wafer hinweg herstellbar angeordnet sein. Es müssen Belichtungsmarken auf Vorder- und Rückseite erzeugt werden, Justagemarken für das Waferbonden und Sägen auf der nicht zu bondenden Rückseite vorhanden sein, ausreichend Platz für Sägebahnen ($>300\text{ }\mu\text{m}$) vorgehalten werden und ein mechanisch stabiler Wafer vorliegen. Zudem ist die Prozesskompatibilität der einzelnen Schichten zu gewährleisten.
5. Chipvereinzelung: Die Chipvereinzelung erfolgt aufgrund der unter 3. beschriebenen Freilegung der Kontaktflächen in zwei Schritten. Zuerst wird der Kappenwafer gesägt und die Si-Streifen aus den Kontaktflächenbereichen entfernt. Wichtig ist bei diesem Vorgang die Einstellung der Schnitttiefe. Es muss ein sauberer Durchbruch gewährleistet werden ohne die Leiterbahnen des Sensorwafers zu durchtrennen. Anschließend findet das Zuschneiden des Sensorwafers über eigens dafür vorgesehenen Marken statt.

9.2. Entwicklung eines Kappenwaferprozesses

Analog zum Sensorwafer wurden unter Berücksichtigung der Gestaltungsregeln die Photolithographiemasken mit CADENCE[®] erstellt und erforderliche Einzelprozesse für die Kappenwaferherstellung entwickelt. Für die Verkapselung wurde der (Au-Sn)-basierte TLP-Prozess mit einer Bondtemperatur von $260\text{ }^{\circ}\text{C}$ aus Kapitel 6.3 verwendet. Der verwendete Bondprozess hat keine negativen Auswirkungen auf die magnetischen Eigenschaften der $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}$ -Schicht (Kap. 5.2), abgesehen vom Verlust der Anisotropie, welche über ein späteres Magnetfeldglühen wieder induzierbar sein sollte [87, 213].

Auf die wesentlichen Einzelprozessentwicklungen soll nachfolgend näher eingegangen werden. Anschließend erfolgt die Vorstellung des Kappenlayouts und des Fertigungsablaufs. Die Digitalisierung des Gesamtprozesses für die Produktion erfolgte wieder mit dem MES PROMIS[®].

9.2.1. Einzelprozessentwicklung im Zuge der Prozessintegration

Plating-Base

Im Rahmen der Kappenwaferherstellung beziehungsweise im Verlauf der Integration der Bondrahmen in den Sensorwaferprozess haben Haftungsprobleme zur Delamination der PB geführt und somit den mechanischen Ausfall der Wafer zur Folge gehabt. Als mögliche Ursache wurden organische und anorganische Verunreinigungen vermutet. Hierzu wurde der Einfluss unterschiedlicher Wafervorbehandlungen auf die Haftungseigenschaften verfügbarer PB-Systeme untersucht. Die in Frage kommenden Materialsysteme waren Ti/Au, sowohl aufgedampft (Balzers BAK760) als auch gesputtert (Oerlikon EVO II), und gesputtertes Cr/Au (Oerlikon EVO II). Die Dicke des Haftvermittlers (Ti oder Cr) betrug 20 nm , während das Gold eine Dicke von 200 nm besaß. Als Vorbehandlung dienten eine chemische

Reinigungsprozedur RCA¹, die Behandlung mit radikalem Sauerstoff (Plasmaverascher Gasonics L3510) und der physikalische Beschuss der Oberfläche mit Ar-Ionen. Der Beschuss mit Ar fand insitu vor der Schichtabscheidung statt. Für die Versuche wurden thermisch oxidierte Si-Wafer verwendet, wobei das SiO₂ als Diffusionsbarriere benötigt wurde. Die Bestimmung der Haftungsgüte erfolgte über die Durchführung von Gitterschnitttests nach DIN EN ISO 2409 [101]. Bei diesem Test müssen ausreichend tiefe Schnitte zum Durchstoßen der Metallschichten in einem 1 mm Rastermaß gesetzt werden. Anschließend werden genormte Klebebänder (tesafilm® Nr. 57766 und Nr. 57758) auf die Oberfläche gedrückt und abgezogen. Je nach Abrissverhalten ergibt sich eine Klassifizierung von 0 bis 5. Wobei 0 sehr guten Haftungseigenschaften mit glatten Schnittträndern und 5 keiner Haftung mit großflächigen Ablösungen entspricht (Abb. 9.1).

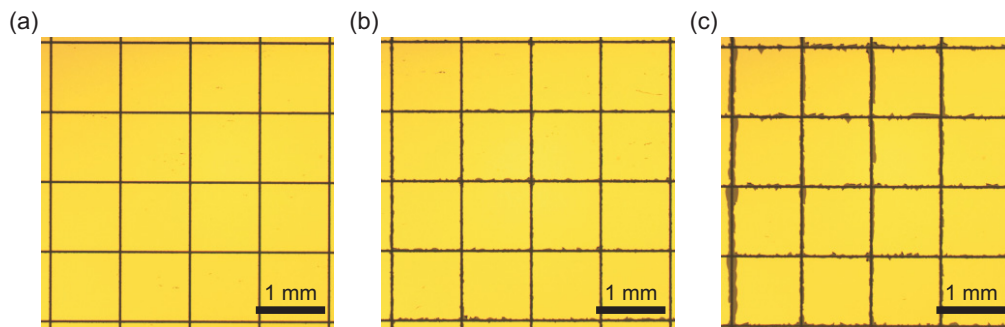


Abbildung 9.1.: Lichtmikroskopaufnahmen von (a) gesputterten Ti/Au sowie (b) mit Ar-Beschuss und (c) radikalem Sauerstoff vorbehandelten Cr/Au-Schichten. Die zugehörigen Güteklassen sind 0, 1 und 2 für Bild (a), (b) und (c).

Die Ergebnisse der Untersuchung sind in Tabelle 9.1 aufgelistet. Die Ti/Au-Schichten wiesen durchweg eine sehr gute Haftung auf. Bei den gesputterten Cr/Au-Filmen ohne Vorbehandlung ergab sich die Güteklasse 2, was sich durch geringe Abplatzungen an den Schnittkanten widerspiegelte. Lediglich die Vorbehandlung durch den Ar-Beschuss hatte eine Verbesserung der Haftung zufolge. Hier waren nur geringe, kleinere Ablösungen zu erkennen (Güteklasse 1).

Randschutz

Eine weitere Herausforderung stellte der ausgeprägte Angriff des Waferrandes beim Ätzen der Kavitäten in KOH dar (Abb. 9.2). Ursache hierfür war die Entfernung des SiO₂ am Waferrand während der Strukturierung der Oxid-Hartmaske. Für die Verbesserung konnte hierfür auf schon teilweise entwickelte Vorarbeiten zurückgegriffen werden [208].

Um den Waferrand zu schützen, wurde zusätzlich auf das SiO₂ eine LPCVD Si₃N₄ abgeschieden. Die Strukturierung des Nitrids erfolgte in einem oxidselektiven SF₆/O₂ Trockenätzprozess unter der Verwendung eines speziellen Randschutzsystems (engl. edge protection systems, EPS). Beim EPS handelt es sich um einen Keramikring der circa 1 mm über den Wafer einen Randbereich von 5 mm schützt und einen Ätzangriff in diesem Bereich verhindert (Anhang A.7). Anschließend erfolgte die Ätzung des SiO₂ in Nitrid-selektiver

¹Nasschemische Reinigungsprozedur entwickelt von der Radio Corporation of America (kurz RCA) bestehend aus zwei Stufen [97]. Die Behandlung erfolgt mit einer Ammoniumhydroxid-Lösung und Salzsäure-Ätzmischung. In dieser Arbeit erweitert um eine Behandlung mit einer Schwefelsäure-Ätzmischung.

Tabelle 9.1.: Übersicht der Güteklassen nach dem Gitterschnitttest [101] für verschiedene Metallsysteme mit unterschiedlichen Vorbehandlungen.

Schicht	Vorbehandlung	Güteklasse
Ti/Au gesputtert	Keine	0
Ti/Au gesputtert	RCA	0
Ti/Au gesputtert	Sauerstoffradikale	0
Ti/Au gesputtert	Ar-Beschuss	0
Ti/Au gedampft	Keine	0
Ti/Au gedampft	RCA	0
Ti/Au gedampft	Sauerstoffradikale	0
Cr/Au gesputtert	Keine	2
Cr/Au gesputtert	RCA	2
Cr/Au gesputtert	Sauerstoffradikale	2
Cr/Au gesputtert	Ar-Beschuss	1

BOE in den zuvor geöffneten Bereichen, welche die späteren Kavitäten und Justiermarken definieren. Der Waferrand ist somit durch einen $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ -Schichtaufbau während der Kavitätenätzung in KOH geschützt. Die Prozessabfolge ist in Abbildung 9.6(a) Schritt 1 bis 4 zu sehen.

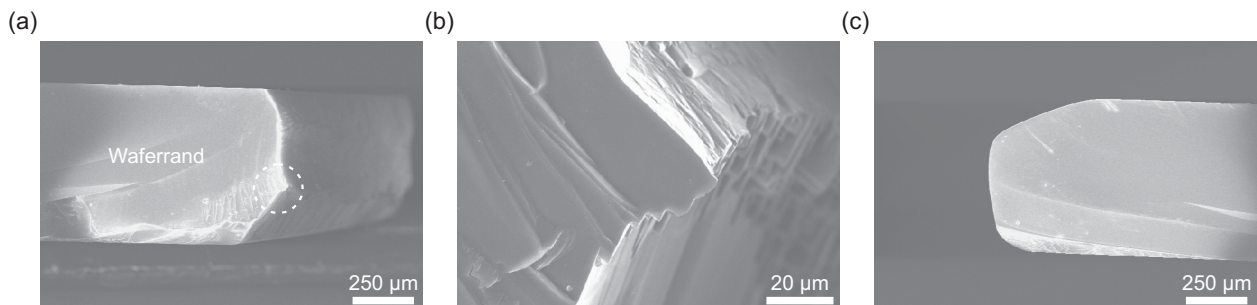


Abbildung 9.2.: REM-Aufnahmen vom Waferrand KOH geätzter Kappenwafer im Falle eines ungeschützten (a, b) und geschützten (c) Randes. Bild (b) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt des spitzkantigen Bereichs aus (a).

Siliziumablagerungen

Die Freistellung der ME-Biegebalken findet unter anderem durch den Einsatz von gasförmigem XeF_2 (9 Torr, 23 °C, 30 sccm XeF_2 , 250 sccm N_2) statt. Es zeigte sich, dass es im Gasphasenätzprozess zu Ablagerungen auf metallischen Oberflächen kommt (Abb. 9.4(b)). Die genaue Ursache hierfür konnte bisher nicht ermittelt werden. Um den Einfluss auf den TLP-Bondprozess zu untersuchen, wurden Testbondungen mit entsprechend präparierten Sensorwafern vorgenommen. Die Sensorwafer wurden vor dem Bonden für 20 min dem XeF_2 -Gasphasenätzprozess ausgesetzt. Die dabei entstanden Ablagerungen führten zum großflächigen Ausfall von Bondverbindungen (Abb. 9.3).

Aufgrund des selektiven Ätzverhaltens des XeF_2 -Prozesses kann es sich bei den Ablagerungen nur um siliziumhaltige Verbindungen handeln. Zum Reinigen der Goldoberflächen wurden

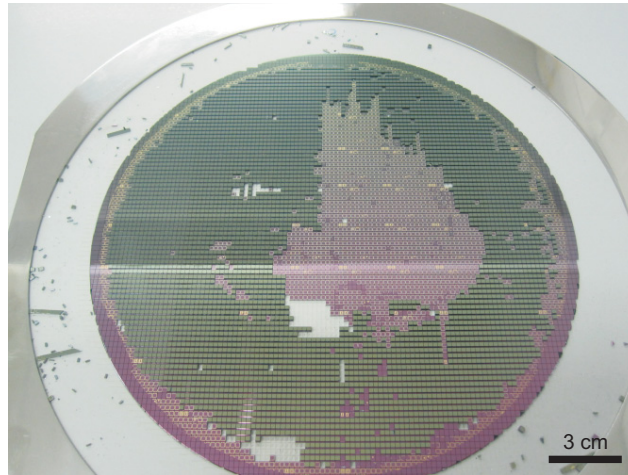


Abbildung 9.3.: Foto eines vereinzelt Waferpaares auf einem Sägerahmen. Deutlich zu erkennen sind die großflächigen Bereiche abgelöster Kappen aufgrund fehlerhafter Bondverbindungen.

Proben mit DI-Wasser, BOE, KOH und Si-dotiertem TMAH (41,25 g/l, 12,5 Vol.-%, 82 °C) behandelt. Aus Abbildung 9.4 geht hervor, dass das Si-Ätzen mit KOH und TMAH zu sauberen Oberflächen führt.

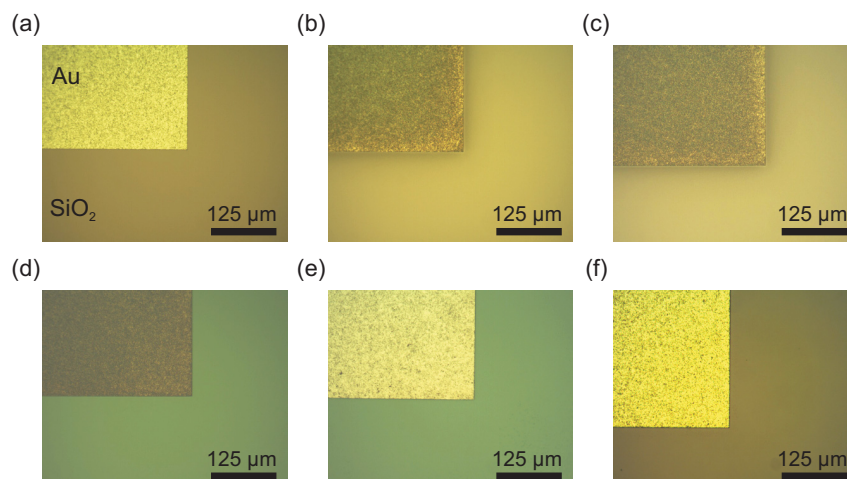


Abbildung 9.4.: Lichtmikroskopaufnahmen von Au-Oberflächen in unterschiedlichen Behandlungsstadien: (a) Unbehandeltes Au, (b) 20 min XeF_2 , (c) 20 min XeF_2 + DI-Wasserspülung, (d) 20 min XeF_2 + BOE, (e) 20 min XeF_2 + KOH und (f) 20 min XeF_2 + Si-dotiertem TMAH (41,25 g/l, 12,5 Vol.-%, 82 °C).

Zur Lösung der Ablagerungsproblematik diente der Einsatz eines kombinierten Freistellungsprozesses aus XeF_2 und Si-dotiertem TMAH. Dieser führte zu sauberen Bondflächen und qualitativ hochwertigen Bondverbindungen.

Integration in den Gesamtprozess

Einflüsse durch den Gesamtprozess, wie Belegung der aktiven Bondflächen mit Prozessrückständen oder vorhandene Wafertopographien durch Leiterbahnen, können zur Verringerung der Bondqualität führen. Die hohe Güte der Bondverbindung nach Integration

in den Gesamtprozess wurde durch Schertests, Schliffbildanalysen und Gross-Leak-Tests bestätigt. Die Scherfestigkeiten lagen bei 50 ± 13 MPa und genügen den Anforderungen des Standards MIL-STD-883E METHOD 2019.7 [52]. Die Verringerung gegenüber den Werten von 90 MPa aus den TLP-Versuchen (Kap. 6.4.3) ist möglicherweise auf Einflüsse durch den Gesamtprozess und der veränderten Leiterbahnbreite von $80 \mu\text{m}$ auf $200 \mu\text{m}$ zurückzuführen. Die Dichtigkeit der Verbindung wurde mittels Gross-Leak Test nach MIL-STD Method 1014 verifiziert [52]. Die Schliffbilder in Abbildung 9.5 weisen eine homogene Bondverbindung ohne Lunker auf. Gesamtprozess und Leiterbahntopographien haben somit keine negative Auswirkung auf die Güte der Bondverbindung.

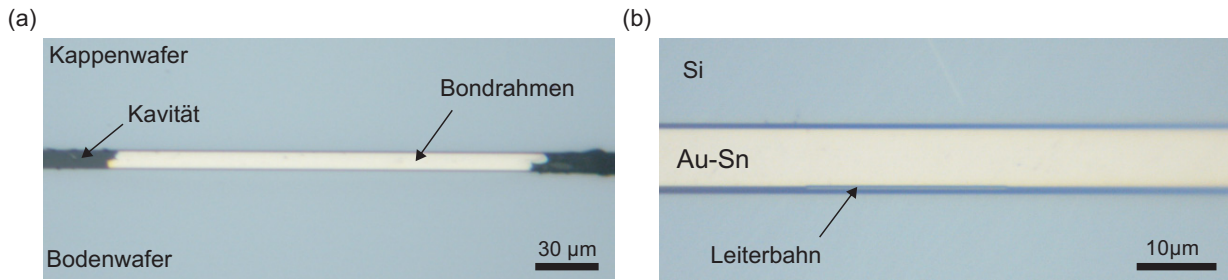


Abbildung 9.5.: Schliffbilder von Bondrahmen eines verkapselten Sensorelementes. In (a) ist der Querschnitt über die Breite des Bondrahmens zu sehen und (b) zeigt einen Längsschliff der Region um eine Leiterbahn herum.

9.2.2. Kappenwaferprozessierung

Unter Verwendung von Prozessen der Mikrosystemtechnik werden Sensorkavitäten, Justagemarken und Bondrahmen auf einem doppelseitig polierten, 200 mm (100)-orientierten Si-Wafer erzeugt. Der zugehörige Prozessablauf ist in Abbildung 9.6(a) gezeigt.

Die Kappenwaferherstellung begann mit einer thermischen Oxidation von 650 nm SiO_2 gefolgt von einer $200 \text{ nm LPCVD Si}_3\text{N}_4$ -Abscheidung (ASM A400) (Schritt 2 in Abb. 9.6(a)). Unter Verwendung von Vorder- und Rückseitenlithographie wurden sowohl das Nitrid als auch das thermische Oxid in einer Kombination aus Trocken- und Nassätzung geöffnet. Dabei werden die Sensorkavitäten und die Justagemarken für das Sägen und Waferbonden definiert (Schritt 3). Die Ätzung des Nitrids erfolgt in einem SF_6/O_2 Plasma (STS APS). Während der Nitridätzung wurde ein EPS verwendet, um den Wafferrand vor dem Angriff durch das Plasma zu schützen. Im nachfolgenden BOE-Schritt wurde das Oxid über die strukturierte Nitridhartmaske geöffnet. Nach der Ätzung in KOH musste die geschädigte Hartmaske aus $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ entfernt und die Wafer erneut oxidiert werden (Schritt 4 und 5). Im nächsten Schritt erfolgte die Abscheidung der Ti/Au-PB (Oerlikon EVO II) mit der darauffolgenden Galvanisierung von $3,2 \mu\text{m Au}$ und $2,0 \mu\text{m Sn}$ (RENA x-EPT) über eine Photoackform (AZ 4562). Zur Abscheidung von Au (Enthone MICROFAB AU) und Sn (Enthone Stannostar GMM) wurden kommerzielle Galvanikbäder verwendet. Anschließend wurde die PB nasschemisch entfernt (Schritt 6). Das Au wurde mit der Saphir-Ätzlösung geätzt und für die Entfernung von Ti wurde eine modifizierte SC1 (Anhang A.3) verwendet (SSEC 3303/4). Nach Fertigstellung mussten die Kappenwafer auf einen 150 mm Durchmesser heruntergeschnitten werden, um kompatibel zu den Sensorwafern zu sein. In Abbildung 9.7(a) ist ein fertiggestellter Kappenwafer gezeigt. Im Inset sind Kavitäten mit Bondrahmen und die Vertiefungen für das Freisägen der Drahtbondflächen zu erkennen. Weitere Details zum Prozessfluss und den verwendeten Prozessparameter sind im Anhang A.7 zu finden.

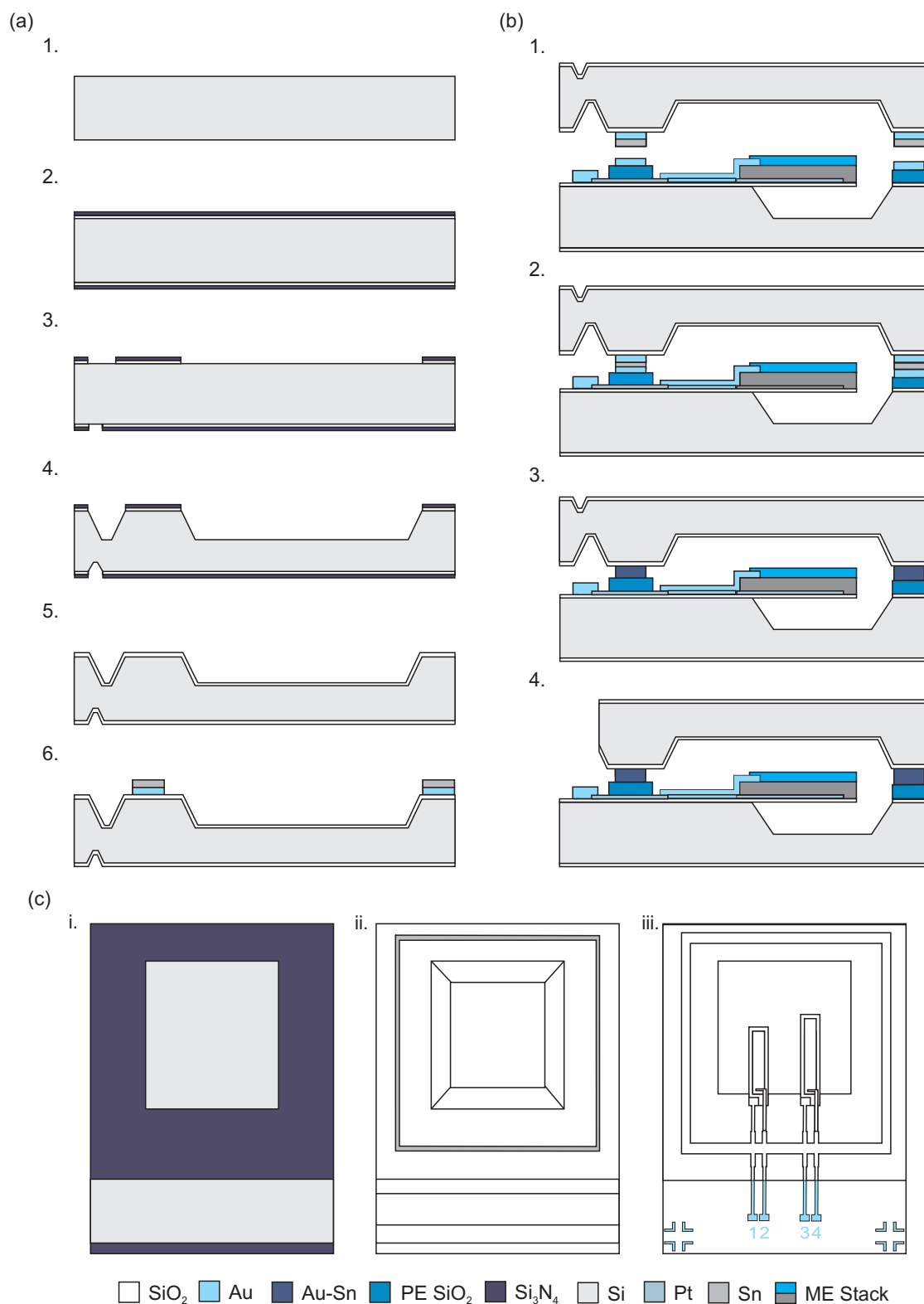


Abbildung 9.6.: (a) Schematische Darstellung der Prozessierungsschritte für die Kappenwaferherstellung anhand eines Einzelelements im Querschnitt. (b) Bondsequenz: (1) Waferjustage, (2) Kontakt, (3) Waferbonden und (4) Cap-Dice. (c) Schematische Darstellung der Prozessierungsschritte in der Draufsicht. Dabei entsprechen die Schritte 3, 6 aus (a) und 4 aus (b) den Bildern i, ii und iii aus (c).

9.3. VerkapSELung auf WaferEbene

Die VerkapSELungssequenz des Waferbondprozesses ist in Abbildung 9.6(b) skizziert. Nach dem Ausrichten von Kappen- und Sensorwafer wurde das im Fixture (Abb. 6.2(b)) eingespannte Waferpaar in den Bonder (SUSS Microtec SB-8e) geladen (Schritt 1 in Abb. 9.6(b)) und mit dem Prozess aus Kapitel 6.3 Versuch B (Au-Sn, $T_B = 260^\circ\text{C}$, $t_B = 10\text{ min}$) gebondet (Schritt 2 und 3). Die Vereinzelung der Waferpaare erfolgte in zwei Schritten. Zuerst wurde der Kappenwafer gesägt, um Zugang zu den Drahtbondflächen zu erhalten. Im zweiten Sägeschritt fand das finale Zuschneiden zur Definition der einzelnen Sensorelemente statt. Abschließend wurden die Sensorelemente auf Leiterplatten geklebt und die Drahtbondung durchgeführt, so dass diese Anordnung in den Messaufbau montiert werden konnte (Abb. 10.2).

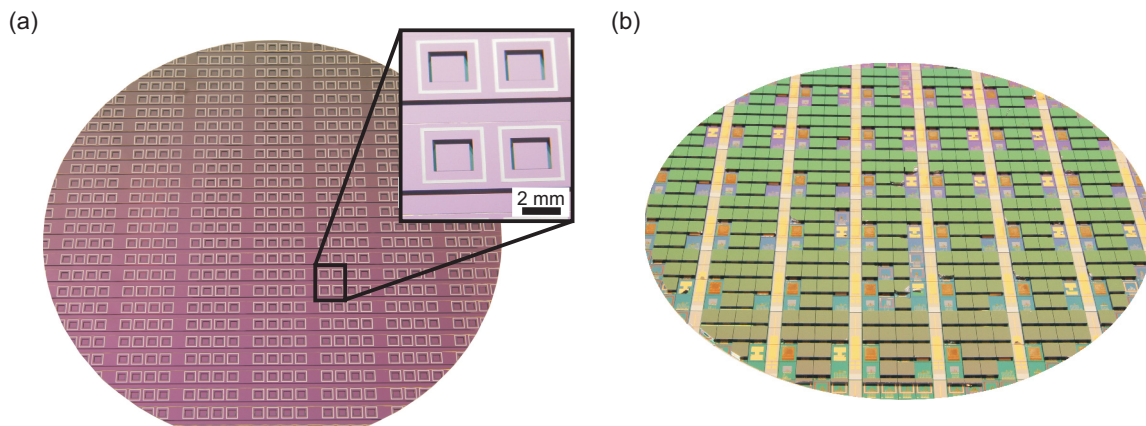


Abbildung 9.7.: (a) Foto eines fertiggestellten 150 mm Kappenwafers. Im Inset sind geätzte Kavitäten, Bondrahmen und die vertieften Streifen zum Freisägen der Drahtbondflächen zu sehen. (b) Foto eines gesägten WLP Waferpaares.

Ein gebondetes Waferpaar nach dem Vereinzeln ist in Abbildung 9.7(b) gezeigt. In Abbildung 9.8 sind Fotos von einem verkapselten und einem unverkapselten Sensorelement zu sehen. Im unverkapselten Sensorelement sind ME-Biegebalken, Ätzgrube, Bondrahmen und Drahtbondflächen zu erkennen.

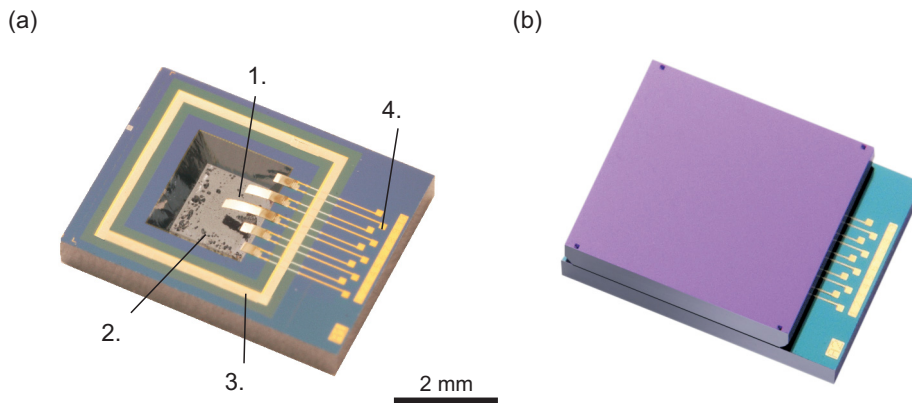


Abbildung 9.8.: Foto vom (a) unverkapselten und (b) verkapselten Sensorelement mit (1) ME-Biegebalken, (2) Ätzgrube, (3) Bondrahmen und (4) Drahtbondflächen.

9.4. Zusammenfassung

Im vorangegangenen Kapitel wurden die Gestaltungs- und Herstellungsregeln als auch der Gesamtfertigungsprozess für den Kappenwafer vorgestellt. Unter Verwendung von Fertigungsprozessen der Mikrosystemtechnik wurden die Kappenwafer gefertigt. Diese beinhalten die Sensorkavitäten und Au/Sn-Bondrahmen. Zur Verkapselung der Sensoren auf Waferebene wurde ein Niedertemperatur-Bondprozess auf Basis des entwickelten TLP-Verfahrens verwendet. Schertests, Schliffbildanalysen und Gross-Leak-Tests bestätigten die hohe Güte der Bondverbindung nach Integration in den Gesamtprozess.

10. Sensorcharakterisierung

Die Charakterisierungen der ME-Sensoren erfolgte an einem geschirmten Messaufbau der technischen Fakultät der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel und wurden durch R. Jahns und Dr. I. Teliban von der Arbeitsgruppe Hochfrequenztechnik (Prof. R. Knöchel) durchgeführt. Es wurden das ME-Verhalten, die Linearität, das Rauschlevel und die Auflösung von verkapselten und unverkapselten Sensoren bestimmt. Des Weiteren wurden Messungen unter definiertem Gasdruck durchgeführt, um somit das benötigte Vakuumlevel für eine maximale Resonanzüberhöhung zu ermitteln. Darüber hinaus ist es dadurch möglich, Rückschlüsse auf die Vakuumgüte der verkapselten Elemente zu machen. Zudem wurden Experimente zur Untersuchung des optimalen Schichtdickenverhältnisses zwischen piezoelektrischer Phase und magnetostriktiver Phase durchgeführt und diese mit den Ergebnissen des mathematischen Modells von Guo *et al.* aus Kapitel 3.1 verglichen.

10.1. Messaufbau

Die Charakterisierung der ME-Sensoren erfolgte an einem mechanischen gedämpften und elektromagnetisch geschirmten Messplatz (Abb. 10.1), welcher von R. Jahns und Prof. R. Knöchel von der Arbeitsgruppe Hochfrequenztechnik der technischen Fakultät der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel entwickelt wurde.

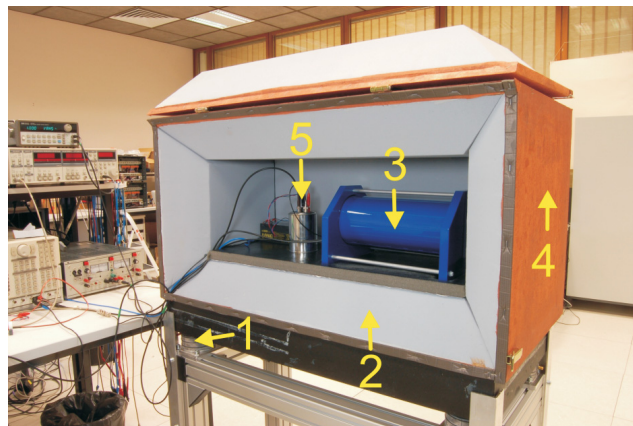


Abbildung 10.1.: Foto des geschirmten Messaufbaus mit (1) Vibrationsdämpfer, (2) akustischem Absorber, (3) mu-Metallzylinder, (4) Kupfervlies und (5) Ladungsverstärker im Metallzylinder (mit freundlicher Genehmigung von R. Jahns).

Zur Minimierung der mechanischen Schwingungen wurde der Aufbau durch Vibrationsdämpfer entkoppelt (Abb. 10.1(1)) und mit akustischen Absorbern ausgekleidet (Abb. 10.1(2)). Für die Abschirmung von unerwünschten magnetischen und elektrischen Feldern diente ein 10-Lagen mu-Metallzylinder (Abb. 10.1(3)) sowie eine Verkleidung der gesamten Box

mit einem Kupfervlies (Abb. 10.1(4)). Der Sensor und die felderzeugenden Spulen wurden innerhalb des magnetisch geschirmten Zylinders platziert. Um die Störfelder des Ladungsverstärkers zu unterdrücken, erfolgte dessen Einfassung in einen Metallzylinder (Abb. 10.1(5)).

Die felderzeugenden Spulen und die Position des Sensors sind in Abb. 10.2(a) gezeigt. Der Sensor ist in der vordere Röhre montiert. Die Anregungsspulen für das DC-Bias-Feld und des alternierenden AC-Magnetfelds sind um die hintere Röhren gewickelt. Die zusammengesteckten Röhren wurden in dem magnetisch geschirmten Zylinder des Messaufbaus platziert (Abb. 10.1(3)). Aufgrund der hohen Permeabilität des Zylinders kommt es zur Erhöhung des magnetischen Flusses der Spulen, weshalb die Spulen innerhalb des Zylinders kalibriert wurden. Während der Messungen war die Messbox geschlossen.

Eine vereinfachte schematische Darstellung des Messprinzips ist in Abb. 10.2(b) zu sehen. Das Anregungsfeld sowie das Bias-Feld lagen parallel zur langen Achse des Biegebalkens. Gemessen wurde die vom Sensor erzeugte elektrische Spannung beziehungsweise die von den elektrischen Ladungen generierte elektrische Spannung (3.16).

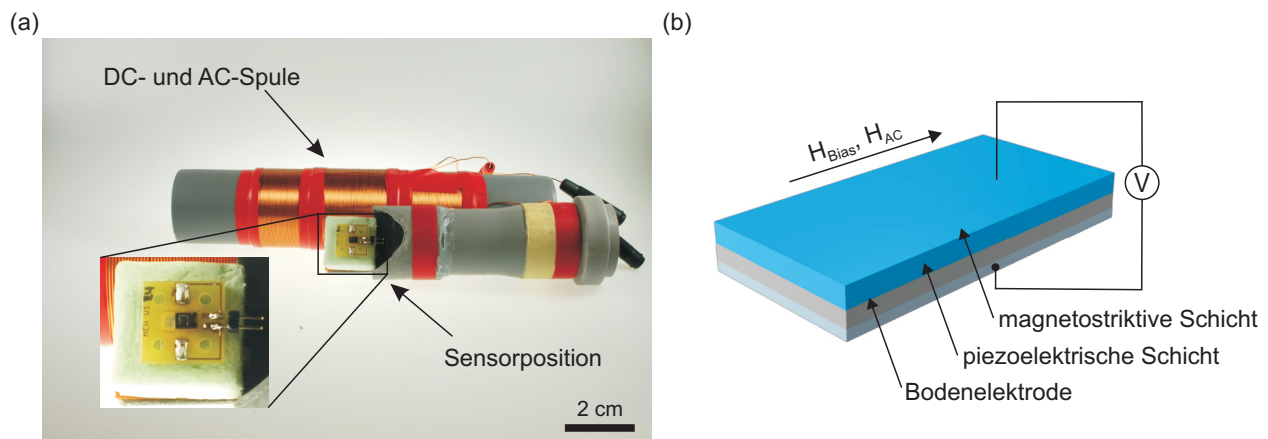


Abbildung 10.2.: (a) Foto von den felderzeugenden Anregungsspulen mit ME-Bauelement (mit freundlicher Genehmigung von Robert Jahns). Der Inset zeigt die Sensorposition im Detail. Der Sensor ist im Zentrum der Leiterplatte (zur Verfügung gestellt von Fabian Stoppel und Christian Schröder) aufgeklebt und über Drahtbondpads elektrisch mit den Goldflächen der Leiterplatte verbunden. Die Ankontaktierung erfolgt über die Kontaktpins rechts im Inset. (b) Vereinfachte schematische Darstellung des Messaufbaus (mit freundlicher Unterstützung durch Frank Senger).

Das Schaltbild für den Sensor ist in Abbildung 10.3 gezeigt. Bedingt durch die geringe Sensorkapazität (wenige 10 pF) wirken die Kapazitäten der Messleitung als Spannungsteiler und führen zu einer Verringerung der vom Sensor generierten Spannung. Um den parasitären Effekten entgegenzuwirken, wurde sich für eine ladungsbasierte Auswertung unter Verwendung eines Ladungsverstärkers entschieden. Im Falle der Vermessung vakuumverkapserter Elemente erfolgte eine Balancierung des nicht invertierten Eingangs vom Ladungsverstärker. Hierbei wurde mittels eines Impedanznetzwerks die Rückkoppelkapazität des Ladungsverstärkers an die Sensorkapazität angepasst, um somit das Rauschlevel herabzusetzen (10.1).

Für die Messung der vom Ladungsvorverstärker (Analog Devices AD745) generierten elektrischen Spannung wurde ein Lock-In-Verstärker (Stanford Research Systems SR830) ver-

wendet. Aus der gemessenen Spannung U_{mess} ergibt die ME-Spannung U_{ME} des Sensors zu:

$$U_{ME} = U_o \frac{C_f}{C_{ME}} \quad (10.1)$$

Wobei C_f die Rückkoppelkapazität des Ladungsverstärkers ist und C_{ME} der Kapazität des Sensors entspricht. Der Strom des alternierenden Magnetfeldes H_{AC} wurde mit einem Funktionsgenerator (Hewlett Packard HP333120A) erzeugt.

Für die Messung der Spannungsrauschdichte diente ein rauscharmer Vorverstärker (Analog Devices AD745) und ein dynamischer Signalanalysator (Stanford Research Systems SR785). Ein batteriegetriebenes Bias-Feld wurde hierbei zum Einstellen des optimalen Arbeitspunkts eingesetzt. Weitere Information zum Messaufbau sind in [106] zu finden.

Für die Messung der Sensoren im Vakuum wurde eine Vakuumglasröhre verwendet, welcher im blauen mu-Metallzylinder von Abbildung 10.1. platziert wurde. Über eine Turbomolekularpumpe wurde die Vakuumröhre auf $1 \cdot 10^{-5}$ mbar evakuiert. Anschließend erfolgte die Absperrung der Röhre über ein Ventil und die Pumpe wurde vom Aufbau abgeklemmt. Der Druckanstieg durch Undichtigkeiten im Aufbau wurde über ein Barometer erfasst und gleichzeitig das Resonanzverhalten der ME-Spannung gemessen. Der Vakuumaufbau wurde vom Christine Kirchhof von der Arbeitsgruppe Anorganische Funktionsmaterialien (Prof. E. Quandt) der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel zur Verfügung gestellt.

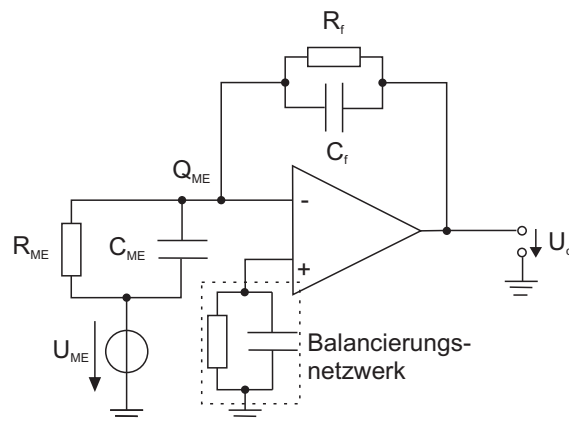


Abbildung 10.3.: Schaltbild des ME-Sensors mit Ladungsverstärker. Im Falle des verkapselten Sensors ist die Elektronik um die Balancierung des nicht-invertierten Eingangs erweitert.

10.2. Voruntersuchung Sensorgeometrien

Im Rahmen der Voruntersuchung (Kap. 8.3) zur Ermittlung geeigneter Sensorgeometrien (Tab. 8.1) zeigte sich, dass alle Balkenvariationen technologisch fertigbar waren. Je nach Freistellungsverfahren, XeF_2 oder TMAH, ergaben sich jedoch geometriebezogene Limitierungen für den jeweiligen Prozess bei Verwendung von Bulk-Si als Opferschicht. Die Balkenlänge von $1400 \mu\text{m}$ der Struktur B1_2 stellte die Herstellungsgrenze für den TMAH-Freistellungsprozess dar und für die Prozessierung mit XeF_2 zeigte sich, dass eine vollständige Unterätzung des Balkentyps D1_1 mit einer Breite von $600 \mu\text{m}$ nicht mehr praktikabel ist. Prinzipiell wäre bei Letzteren eine Freistellung möglich, allerdings ist die benötigte Prozesszeit von über fünf Stunden vom wirtschaftlichen Standpunkt aus nicht vertretbar. Die

Balkengeometrie A1_3 hat sich, sowohl vom Freistellungsprozess als auch bezüglich weiterer Fertigungsschritte, wie Photolithographie, nasschemische Ätzungen und Kontrollen, als universellstes Design ausgezeichnet. Die abgeleiteten Erkenntnisse aus der Voruntersuchung sind in den Gestaltungsregeln enthalten.

Die gemessenen ME-Koeffizienten, Resonanzfrequenzen und Bias-Felder für die verschiedenen Sensorgeometrien sind in Anhang A.8 zu finden. Einige Sensorelemente der Versuchsreihe konnten aufgrund von Defekten nicht charakterisiert werden. Ausfallursache waren fertigungsbedingte elektrische Kurzschlüsse oder schlechte Kontaktwiderstände der Sensorelemente, welche sich in abweichenden Kapazitäten und Verlustwinkeln widerspiegeln. Aus den Messungen ging hervor, dass das Sensorelement A1_3 für die Charakterisierung am geeignetsten war und die höchsten ME-Koeffizienten aufwies. Neben der hohen Ausbeute funktionsfähiger Elemente des A1_3 Elements, waren Frequenzbereich und Sensorkapazitäten gut mit dem bestehenden Messaufbau vereinbar.

10.3. Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

Die Charakterisierung der ME-Sensoren lief in vier Schritten ab und wurden von R. Jahns und Dr. I. Teliban von der Arbeitsgruppe Hochfrequenztechnik (Prof. R. Knöchel) der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel durchgeführt. Zu Beginn wurden Resonanzfrequenz und optimales Bias-Feld für den Sensor bestimmt. Mit diesen Parametern ließ sich der optimale Arbeitspunkt des Sensors bestimmen und somit der maximale ME-Koeffizient erzielen. Unter Verwendung der optimalen Arbeitsparameter erfolgten die Messungen der Linearität, der Empfindlichkeit, des minimal detektierbaren Feldes (Auflösung) und des Sensorrauschens. Der erste Teil des Kapitels befasst sich mit der Analyse eines unverkapselten Elements. Im zweiten Teil werden die Ergebnisse eines WLP-Sensors vorgestellt und anschließend die Ergebnisse diskutiert. Der letzte Teil befasst sich mit der Vermessung von Sensoren unter definierten Gasdruckbedingungen und Bestimmung des ME-Koeffizienten in Abhängigkeit des Schichtdickenverhältnisses der ME-Komponenten.

10.3.1. Unverkapseltes Sensorelement

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse zur Charakterisierung eines unverkapselten Sensorelements vom Typ A1_3 (Tab. 8.1) vorgestellt. Die Herstellung des Sensors erfolgte gemäß Kapitel 8.4.3 unter Verwendung von XeF_2 -Gasphasenätzen zur Freistellung (Abb. 8.6 Schritt 13(b)). Die gemessenen lateralen Dimensionen des untersuchten Biegebalkens betrugen $200 \times 1120 \mu\text{m}^2$ und der Schichtaufbau ist in Tabelle 10.1 wiedergegeben. In Abbildung 8.9 ist ein fertiggestelltes Sensorelement gezeigt.

ME-Koeffizient

Die Frequenzabhängigkeit der ME-Spannungen U_{ME} und des ME-Koeffizient α_{ME} bei einem angelegten konstanten magnetischen Feld $\mu_0 H_{Bias} = 1 \text{ mT}$ und einer AC-Magnetfeldamplitude von $\mu_0 H_{AC} = 10 \mu\text{T}$ ist in Abbildung 10.4(a) zu sehen.

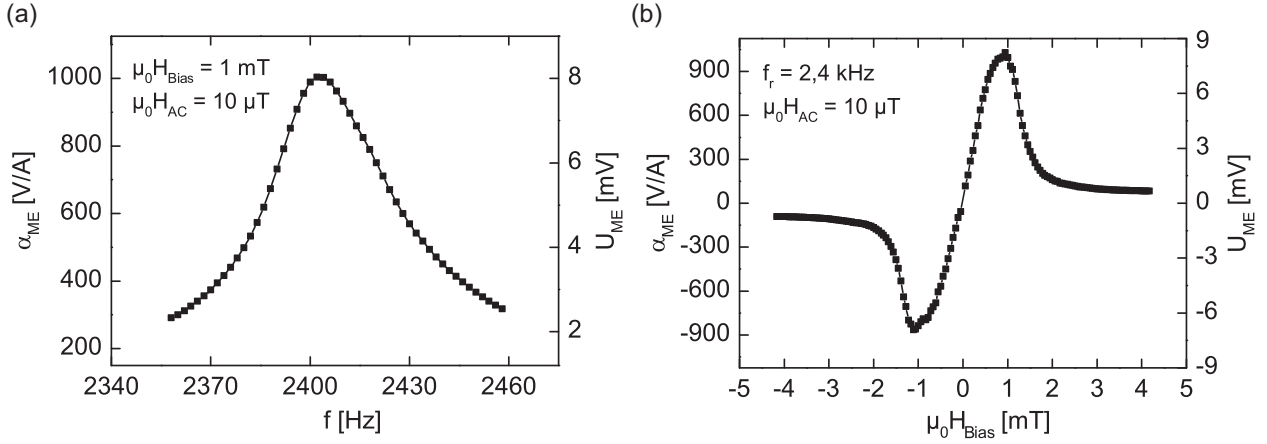


Abbildung 10.4.: ME-Spannung und ME-Koeffizient des unverkapselten ME-Sensors in Abhängigkeit (a) von der Anregungsfrequenz des magnetischen AC-Feldes und (b) des Bias-Feldes.

Unter Verwendung der Gleichung

$$\alpha_{ME} = \frac{U_{ME}}{d_{AlN} H_{AC}} \left[\frac{V}{A} \right] \quad (10.2)$$

ergibt sich der ME-Koeffizient α_{ME} aus der gemessenen ME-Spannung U_{ME} und der Dicke der piezoelektrischen Schicht d_{AlN} . Der ME-Koeffizient in mechanischer Resonanz beträgt $\alpha_{ME}^r = 1000$ V/A. Aus der Resonanzkurve folgt ein Q-Faktor ($Q = f_r / \text{Bandbreite}$) von $Q = 73$ und somit lässt sich der statische ME-Koeffizient $\alpha_{ME}^s = 14$ V/A berechnen. Eine statische Messung der ME-Sensoren war bisher nicht möglich, da es bei kleinen Anregungsfrequenzen (< 20 Hz) zum Einbruch des ME-Signals kam. Vermutlich ist dies auf Entladungsvorgänge bedingt durch den Messaufbau und die kleinen Sensorkapazitäten zurückzuführen. Die mechanische Resonanz liegt bei $f_r = 2,4$ kHz. Zur Berechnung der Resonanzfrequenz für rechteckige, einseitig eingespannte Biegebalken gilt die Gleichung [251]:

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \frac{\lambda_1^2}{L^2} \sqrt{\frac{\sum E_n I_n}{\sum m_n}} \quad (10.3)$$

Hierbei ist L die Länge des Biegebalkens, E_n das E-Modul, I_n das Trägheitsmoment und m_n die Masse pro Einheitslänge der einzelnen Schichten des Aufbaus. Die Konstante λ_1 für einen einseitig, fest eingespannten rechteckigen Balken ist $\lambda_1 = 1,875$. Der für die Berechnung verwendete MatLab®-Quelltext ist in Anhang A.8 zu finden. Die verwendeten Schichtdicken (d_u), E-Moduli und Massendichten sind in Tabelle 10.1 angegeben.

Die Bestimmung der E-Moduli erfolgte mittels Nanoindenter-Messungen¹ [181]. Für die Massendichten wurde auf Literaturwerte zurückgegriffen. Aus den Berechnungen ergibt sich eine Resonanzfrequenz von 3,4 kHz. Der Unterschied zwischen experimentellen und berechneten Wert ist wahrscheinlich auf die nicht optimale Einspannung, Abweichungen der Sensorgeometrie von der idealisierten Annahme eines rechteckigen Balkens, der Verwendung von Literaturwerten für die Massendichten und der Vernachlässigung des Beitrages zur Steifigkeit durch den piezoelektrischen Effekt [89] zurückzuführen.

¹Die Messungen wurden vom Fraunhofer-Institut für Schicht- und Oberflächentechnik IST durchgeführt

Tabelle 10.1.: Auflistung von Schichtdicken (d_u unverkapselter und d_v verkapselter Sensor), E-Moduli E , und Massendichten ρ der verwendeten Schichten im ME-Biegebalken für den unverkapselten und verkapselten Sensor. Die E-Moduli wurden mittels Nanoindenter-Messungen bestimmt und die Massendichten sind aus der Literatur übernommen.

Material	(Fe ₉₀ Co ₁₀) ₇₈ B ₁₂ Si ₁₀	AlN	Pt	SiO ₂
d_u [μm]	2,2	1	0,1	0,65
d_v [μm]	5	2	0,1	0,65
E [GPa]	176	288	150	71
ρ [g/cm ³]	7,25 ¹	3,3 ²	21,44 ²	2,2 ²

¹Quelle: [87]; ²Quelle: [209]

Abbildung 10.4(b) zeigt die ME-Spannung U_{ME} und den ME-Koeffizienten α_{ME} in Abhängigkeit des verwendeten magnetischen Bias-Feldes $\mu_0 H_{Bias}$. Der maximale ME-Koeffizient von $\alpha_{ME}^r = 1000$ V/A wurde bei einem Bias-Feld von $\mu_0 H_{Bias} = 1$ mT in Resonanz erreicht. Die entsprechende Empfindlichkeit des Sensors ergibt sich daraus zu $(dU/d\mu_0 H)_r = 780$ V/T in Resonanz und für die berechnete statische Empfindlichkeit folgt somit $(dU/d\mu_0 H)_s = 11$ V/T. Ferner konnte eine starke Abhängigkeit der Resonanzfrequenz vom magnetischen Bias-Feld $\mu_0 H_{Bias}$ beobachtet werden.

Rauschlevel

Die berechnete und gemessene Spannungsrauschdichten E_o des ME-Sensors sind in Abbildung 10.5(a) gezeigt. Die Berechnung der Rauschkurve erfolgte nach dem in Kapitel 3.2 vorgestellten Rauschmodell von Jahns und Mitarbeitern. Die magnetische Rauschdichte $B_{Rauschen}$ ergibt sich aus der Spannungsrauschdichte nach 3.20 zu:

$$B_{Rauschen} = \frac{\mu_0 E_o}{d_{AlN} \alpha_{ME}} \quad (10.4)$$

In Resonanz unter einem Bias-Feld von $\mu_0 H_{Bias} = 1$ mT beträgt die Spannungsrauschdichte $E_o = 90$ nV/Hz^{1/2} am Ausgang des Ladungsverstärkers. Die resultierende magnetische Rauschdichte berechnet sich damit zu $B_{Rauschen} = 100$ pT/Hz^{1/2} mit $\alpha_{ME}^r = 1000$ V/A.

Auflösung und Linearität

Die Auflösung und Linearität des Sensors ist in Abbildung 10.5(b) zu sehen. Bis zu einem Wert von $B_{AC} = 100$ pT ist die ME-Spannung linear vom äußerem Feld B_{AC} abhängig. Unterhalb von 100 pT beginnen die Datenpunkte zu streuen und die ME-Spannung hängt nicht mehr vom magnetischen Anregungsfeld ab. Das SNR beträgt null.

Diskussion

Der bislang höchste ME-Koeffizient von 2260 V/A bei einer Resonanzfrequenz von 330 Hz wurde von Greve *et al.* für zentimetergroße ME-Sensoren an Luft erzielt [86]. In der Arbeit von Greve *et al.* wurde zudem gezeigt, dass das Produkt aus Resonanzfrequenz f_r und des ME-Koeffizienten in Resonanz $\alpha_{ME}(f_r)$ konstant ist. Multipliziert man den gemessenen

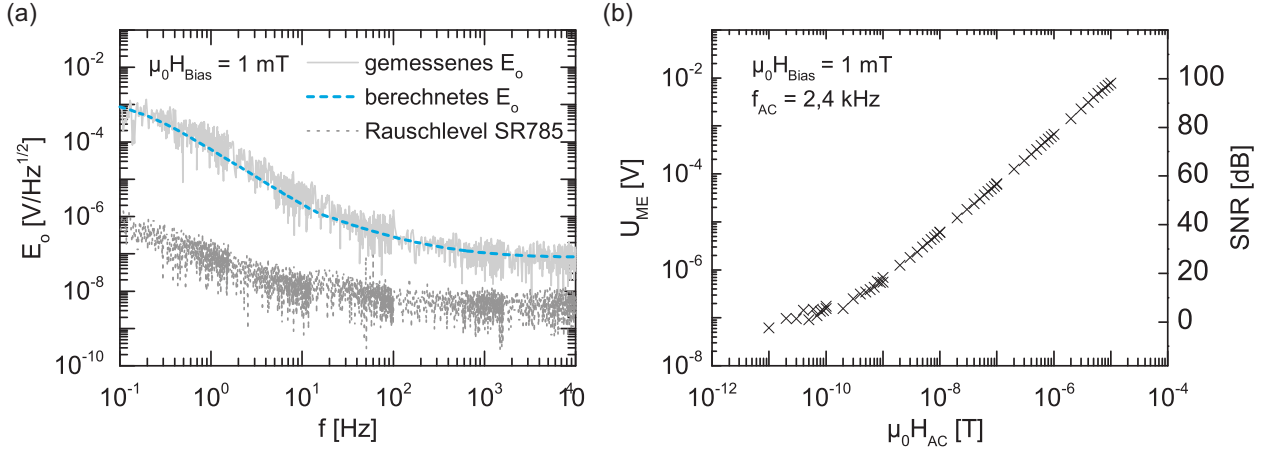


Abbildung 10.5.: (a) Frequenzabhängigkeit der Spannungsrauschdichte E_o des unverkapselten ME-Sensors. Neben der gemessenen und berechneten Rauschkurve des Gesamtsystems, ist das Spannungsrauschen des Signalanalysators SR785 gezeigt. (b) Auflösung und Linearität des unverkapselten ME-Sensors.

ME-Koeffizienten des MEMS-Elements von 1000 V/A mit der Resonanzfrequenz von $2,4 \text{ kHz}$ folgt als Produkt der Wert $2400 \text{ (Hz}\cdot\text{kV)}/\text{A}$. Dies resultiert in einen ME-Koeffizienten von 7200 V/A bei 330 Hz . Der Grund für den deutlich höheren Wert der MEMS-Sensoren ist vermutlich durch die nicht vorhandene Substratklemmung begründet, verglichen mit den größeren, Bulk-Si-basierten Sensoren. Diese Annahme wird von der Tatsache gestützt, dass der statische ME-Koeffizient um das Fünffache höher ist. Dies zeigt, dass die 300mal kleinere Fläche der MEMS-Elemente keine Verschlechterung in den ME-Eigenschaften zur Folge hat. Verglichen mit anderen mikro-ME-Sensoren ist der resonante ME-Koeffizient um mindestens den Faktor zehn größer [183]. Zudem ist auffällig, dass das benötigte Bias-Feld zum Einstellen des maximalen ME-Koeffizienten von 1 mT deutlich über den Werten der Makrobieger aus Kapitel 5 von ungefähr $0,6 \text{ mT}$ liegt. Die Ursache hierfür ist bisher nicht bekannt.

Die während der Messungen beobachtete Abhängigkeit der Resonanzfrequenz vom magnetischen Bias-Feld $\mu_0 H_{Bias}$ wurde ebenfalls von Onuta *et al.* berichtet [183], welche einen linearen Anstieg der Resonanzfrequenz zu höheren Felder festgestellt haben. Erklärt wurde dieser Effekt durch eine Versteifung der Federkonstante des Biegebalkens aufgrund des feldinduzierten Torsionsmoments. Für die Ermittlung des optimalen Bias-Feldes und der zugehörigen Resonanzfrequenz ist ein rasterförmiges Abtasten beider Parameter notwendig. Für die Vermessung des verkapselten Elements wurde ein entsprechender Messalgorithmus erstellt.

Die magnetische Rauschdichte von $100 \text{ pT}/\text{Hz}^{1/2}$ des MEMS-Sensors liegt deutlich über den Rauschdichten der zentimetergroßen ME-Sensoren, welche einen Wert im einstelligen $\text{pT}/\text{Hz}^{1/2}$ -Bereich und darunter aufweisen [106, 285]. Aus der Berechnung der Spannungsrauschdichte ergibt sich, dass die dominierenden Rauschquellen das Spannungs- und Stromrauschen des Ladungsverstärkers sind. Verursacht scheint dies durch die stark reduzierte Sensorkapazität zu sein. Daraus abgeleitet wurden für das vakuumverkapselte Element Verbesserungen in der Sensorelektronik vorgenommen, um die niedrige Sensorkapazität zu kompensieren. Hierfür erfolgte die Balancierung des nicht-invertierten Eingangs des Ladungsverstärkers, um das Spannungsrauschen des Operationsverstärkers bei niedrigen Eingangskapazitäten herabzusetzen.

10.3.2. Verkapseltes Sensorelement

Das folgende Kapitel befasst sich mit der Charakterisierung eines WLP Sensorelements von Typ A1_3 (Tab. 8.1). Die Herstellung und das WLP erfolgten gemäß Kapitel 8.4.3, 9.2.2 und 9.3 unter Verwendung von Si-dotiertem TMAH zur Freistellung (Abb. 8.6 Schritt 13(a)). Die gemessenen lateralen Dimensionen des untersuchten Biegebalkens betrugen $200 \times 900 \mu\text{m}^2$. Der Schichtaufbau ist in Tabelle 10.1 wiedergegeben. In Abbildung 9.8 ist ein WLP Bauelement mit und ohne Kappe gezeigt.

ME-Koeffizient

Für die Ermittlung des optimalen Bias-Feldes und der zugehörigen Resonanzfrequenz erfolgte ein rasterförmiges Abtasten beider Parameter. Die Darstellung einer solchen Messung erfolgt über einen farblichen Konturplot (Abb. 10.6).

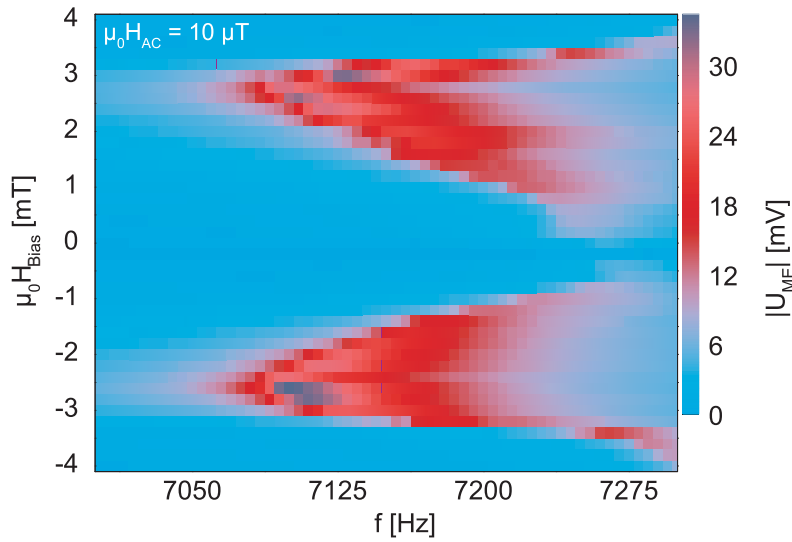


Abbildung 10.6.: Konturplot der ME-Spannung des WLP ME-Sensors. Dargestellt ist die Abhängigkeit der ME-Spannung $|U_{ME}|$ von der Anregungsfrequenz f des AC-Feldes und dem magnetischen Bias-Feld $\mu_0 H_{Bias}$.

Für den WLP-Sensor ist ein Bias-Feld symmetrischer, W-förmiger Verlauf der Resonanzfrequenz zu beobachten. Es wird angenommen, dass die bereits vorhandene nach unten gerichtete Auslenkung der Biegebalken von ungefähr $100 \mu\text{m}$ für dieses Verhalten verantwortlich ist (Abb. 9.8). Nach dem Modell von Onuta *et al.* lässt sich die beobachtbare Charakteristik wie folgt deuten [183]. Die Federkonstante des vorgestressten Biegebalkens wird im Bereich kleiner Bias-Felder weicher und ist minimal bei einem Wert von ungefähr $\pm 2,5 \text{ mT}$. Ein weiterer Anstieg im Bias-Feld führt dann zu einer Versteifung und somit zur Erhöhung der Federkonstante. Aus Abbildung 10.6 ergibt sich die höchste ME-Spannung bei einem Bias-Feld von $\mu_0 H_{Bias} = -2,6 \text{ mT}$. Die dazugehörige Resonanzfrequenz beträgt $f_r = 7,1 \text{ kHz}$.

Unter Verwendung von 10.2 ergibt sich ein ME-Koeffizient von $\alpha_{ME}^r = 2390 \text{ V/A}$ bei einem Bias-Feld von $\mu_0 H_{Bias} = -2,6 \text{ mT}$ in mechanischer Resonanz. Die zugehörige Empfindlichkeit ergibt sich zu $(dU/d\mu_0 H)_r = 3800 \text{ V/T}$ und der Q-Faktor $Q = 160$

des Sensors folgt aus der Resonanzkurve. Daraus ergeben sich die statischen Werten zu $\alpha_{ME}^s = 15 \text{ V/A}$ und $(dU/d\mu_0 H)_s = 24 \text{ V/T}$.

Der Bereich mechanischer Resonanz liegt zwischen 7,0 kHz und 7,3 kHz und ist in guter Übereinstimmung mit dem nach 10.3 berechneten Wert von 7,6 kHz. Die zur Berechnung verwendeten Schichtdicken (d_v), E-Moduli und Massendichten sind in Tabelle 10.1 angegeben. Die Abweichung liegt vermutlich ebenfalls an den in Kapitel 10.3.1 genannten Gründen von nicht optimaler Einspannung, Abweichung der Sensorgeometrie vom rechteckigen Balken, Verwendung von Literaturwerten und der Vernachlässigung des piezoelektrischen Effekts.

Rauschlevel

Abbildung 10.7(a) zeigt die berechnete und gemessene Spannungsrauschdichten E_o des ME-Sensorsystems. Für die Berechnung der Rauschkurve wurde wieder das Modell von Jahns *et al.* zugrunde gelegt (Kap. 3.2). Bei der Resonanzfrequenz beträgt die Spannungsrauschdichte $E_o = 100 \text{ nV/Hz}^{1/2}$ am Ausgang des Ladungsverstärkers. Unter Verwendung von Gleichung 10.4 ergibt sich daraus eine magnetische Rauschdichte von $B_{Rauschen} = 27 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ mit $\alpha_{ME}^r = 2390 \text{ V/A}$. Die Abweichung der berechneten Rauschkurve für den niedrigen Frequenzbereich ist durch die Balancierung von C_f/C_{ME} (10.1) am nicht-invertierten Eingang des Ladungsverstärkers zu erklären. Dadurch tritt ein zusätzliches Stromrauschen auf, welches nicht im Modell berücksichtigt wurde.

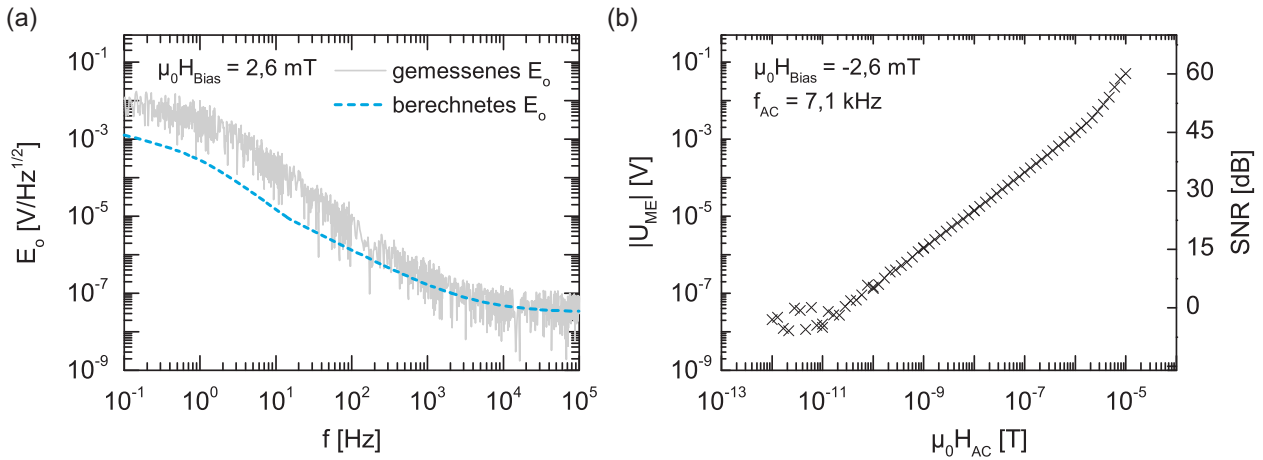


Abbildung 10.7.: (a) Frequenzabhängigkeit der Spannungsrauschdichte E_o des verkapselten ME-Sensors. Gezeigt ist die gemessene und berechnete Rauschkurve des Gesamtsystems. (b) Auflösung und Linearität des verkapselten ME-Sensors.

Auflösung und Linearität

Die Auflösung und Linearität des WLP ME-Sensors sind in Abbildung 10.7(b) zu sehen. Mit Ausnahme für Magnetfelder größer $1 \mu\text{T}$ verhält sich der Sensor linear bis zu einem AC-Anregungsfeld B_{AC} von 30 pT. Unterhalb dieses Wertes hängt die Ausgangsspannung nicht mehr vom äußeren Feld ab und das SNR ist null.

Diskussion

Ein frequenzunabhängiger Vergleich, wie beim unverkapselten Element durchgeführt wurde, ist durch die Vakuumverkapselung und den dadurch unbekannten Gasdruck in der Kavität hier nicht möglich. Im Vergleich zum unverkapselten Element ist der resonante ME-Koeffizient des WLP ME-Sensors um den Faktor 2,4 größer. Vermutlich ist die Steigerung auf den höheren Q-Faktor ($\times 2,2$), die Erhöhung der AlN-Schichtdicke ($\times 2$) und die Balancierung des Verhältnisses C_f/C_{ME} zurückzuführen.

Der Q-Faktorzuwachs ist nur moderat ausgeprägt. Es wird angenommen, dass Ausgasungsvorgänge zum Anstieg des ursprünglichen Kammerdrucks von $5 \cdot 10^{-5}$ mbar führen und dadurch noch eine relative hohe Gasdämpfung vorhanden ist [134]. Aber auch intrinsische Dämpfungseigenschaften des ME-Komposits können nicht ausgeschlossen werden [249]. Die Integration von Gettermaterialien könnte zur Verbesserung des Q-Faktors beitragen. Generell lässt sich mit den gewonnenen Resultaten feststellen, dass eine Verkapselung auf Waferebene möglich ist, ohne die ME-Eigenschaften negativ zu beeinflussen.

Für das Rauschen und die Empfindlichkeit konnte ebenfalls eine signifikante Verbesserung vom unverkapselten zum verkapselten Sensor festgestellt werden. Die Reduzierung des Rauschlevels von $100 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ auf $27 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ und die Verbesserung der Auflösung von 100 pT auf 30 pT sind vermutlich auch auf die oben aufgeführten Punkte Vakuumverkapselung, AlN-Schichtdicke und Balancierung des Kapazitätsverhältnisses zurückzuführen. Aus den Berechnungen der Rauschdichte geht hervor, dass das Spannungsrauschen vom Ladungsverstärker im Bereich der Resonanzfrequenz dominiert. Eine Verkürzung der elektrischen Verbindungsstrecken zwischen Verstärker und Sensorausgang könnten zur weiteren Reduzierung im Rauschlevel beitragen. Möglich wäre eine direkte Montage von Verstärker und Sensorchip auf einer Leiterplatte oder sogar eine monolithische Integration von Elektronik und Sensor. Darüber hinaus sollte die Verbesserung des Vakuumlevels durch die Integration eines Gettermaterials [140] eine Erhöhung des ME-Koeffizienten zur Folge haben (Kap. 10.3.3) und dadurch eine Verringerung des Rauschens bewirken.

Verglichen mit anderen Mikro-Vektormagnetometern, wie Hall-Sensoren, AMR-Sensoren, GMR-Sensoren, Lorentz-Kraft basierten Resonatoren und Mikro-Fluxgates, ist die erreichte Empfindlichkeit weitaus besser (Tab. 10.2).

Tabelle 10.2.: Auflistung verschiedener Mikro-Vektormagnetometern mit zugehörigen minimalen detektierbaren Magnetfeldern.

Referenz	Prinzip	Auflösung [nT]	Dimensionen ¹ [μm]
Diese Arbeit	ME	0,03	900×200
Kádár [111]	Lorentz-Force	1	2800×1400
Haned [93]	Hall-Sensor	100	210×2100
Bertoldi [17]	AMR	20	1000×1000
Wang [257]	GMR	30	1400×1400
Liakopoulos [138]	Micro-Fluxgate	60	5000×2500
Yabukami [272]	GMI	0,09	5000×50

¹Länge \times Breite der aktiven Sensorstruktur

10.3.3. Vakuummessungen

Bedingt durch die Gasdämpfung ist die Resonanzüberhöhung für schwingende Systeme in der Regel deutlich reduziert [134, 140]. Es zeigt sich, dass die Güte bei der Unterschreitung eines gewissen Gasdruckwerts deutlich ansteigt und in Sättigung geht. Dieser Schwellwert ist abhängig von der Biegebalkengeometrie und liegt für MEMS-Strukturen typischerweise im Bereich von 0,1 mbar bis 1 mbar.

In Abbildung 10.8(a) ist die Güte für einen nach Kapitel 8.4.3 gefertigten, unverkapselten Sensor vom Typ A_3 (Tab. 8.1) in Abhängigkeit des Gasdrucks zu sehen.

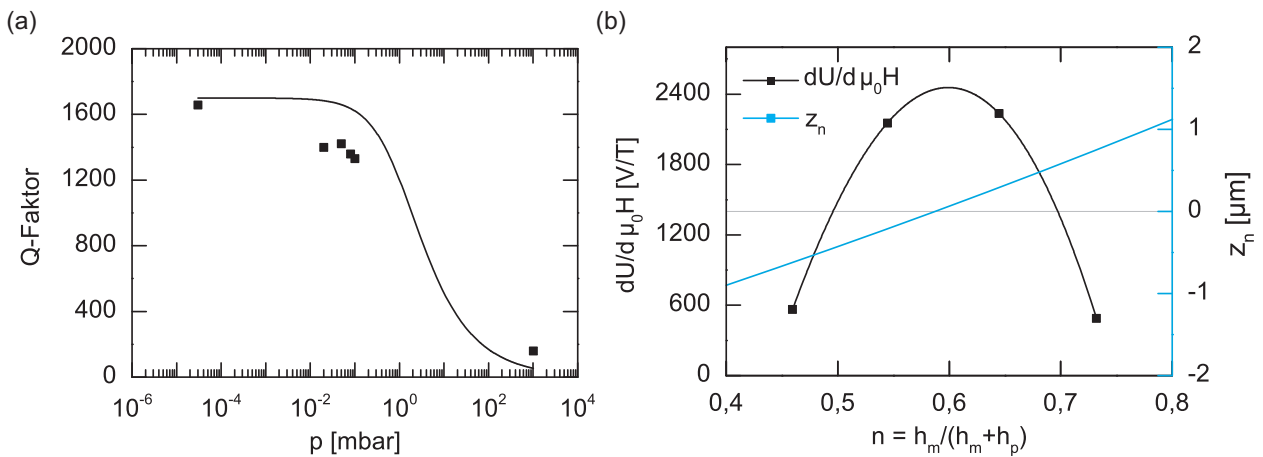


Abbildung 10.8.: (a) Druckabhängigkeit des Q-Faktors eines ME-Sensors. Die eingezeichnete Linie dient zur Führung des Auges. Beim untersuchten Sensor handelt es sich um einen Biegebalken vom Typ A1_3 (Tab. 8.1) mit den lateralen Dimensionen von $200 \times 1050 \mu\text{m}^2$, welcher nach dem in Kapitel 8.4.3 vorgestellten Ablauf gefertigt wurde. Zur Freistellung kam XeF_2 zum Einsatz. Die Gesamtdicke des ME-Komposits $h_m + h_p$ betrug $2 \mu\text{m} + 3,2 \mu\text{m}$. Zur Messung der Sensoren wurde eine Vakuumröhre aus Glas verwendet. Details zu den Messergebnissen sind im Anhang A.8 Tabelle A.6 zu finden. (b) Abhängigkeit der ME-Spannung $(dU/d\mu_0 H)_r$ in Resonanz (Die Linie dient zur Führung des Auges) und der berechneten neutralen Faser z_n vom Verhältnis der Schichtdicken $n = h_m/(h_m + h_p)$. Die Lage der neutralen Faser z_n ist auf die Grenzfläche von $\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ bezogen und wurde mit 10.5 unter Verwendung der Werte aus Tabelle 10.1 berechnet. Die graue Linie gibt das Schichtdickenverhältnis beim Übergang der neutralen Faser von der piezoelektrischen in die magnetostriktive Phase an. Bias-Feld, Q-Faktor und Resonanzfrequenz der einzelnen Messung sind im Anhang A.8 angegeben. Die untersuchten unverkapselten Sensoren waren vom Typ A1_3 (Tab. 8.1) mit lateralen Dimensionen von $200 \times 1100 \mu\text{m}^2$. Die Fertigung der Sensoren erfolgte nach dem in Kapitel 8.4.3 vorgestellten Ablauf. Zur Freistellung kam XeF_2 zum Einsatz. Die Gesamtdicke des ME-Komposits $h_m + h_p$ betrug $2 \mu\text{m} + \sim 3,5 \mu\text{m}$.

Der Q-Faktor wurde nach 2.4 aus den Resonanzkurven (Anhang A.8) Abb. A.10) mit Hilfe eines Lorentz-Fit berechnet [127, 151]. Ein Anstieg des Q-Faktors um den Faktor 10 auf einen Wert von bis zu $Q = 1650$ ist zu beobachten. Es lässt sich ungefähr ein Schwellwertbereich für den Druck von 0,1 mbar bis 100 mbar festmachen. Unterhalb von 0,1 mbar tritt nur noch ein geringer Anstieg der Güte auf. Diese Messungen machen das Potential einer guten Vakuumverkapselung der Sensoren auf Waferebene deutlich und zeigen zugleich, dass der bisher erreichte Druck der gekapselten Elemente noch nicht ausreichend ist. Der erreichte Kavitätendruck liegt demnach vermutlich nur im Bereich von 10 mbar bis 100 mbar. Eine

mögliche Ursache könnten Ausgasungsvorgänge sein [140]. Weitere Untersuchungen hierzu sind notwendig.

Aus dem ME-Koeffizient von $\alpha_{ME,atm} = 2485 \text{ V/A}$ unter atmosphären Druck ergibt sich rechnerisch ein Wert von $\alpha_{ME,vak} \approx 24850 \text{ V/A}$ unter Vakuum ($p = 3 \cdot 10^{-5} \text{ mbar}$).

10.3.4. Schichtdickenverhältnis

Abbildung 10.8(b) zeigt die Abhängigkeit der ME-Spannung $dU/d\mu_0 H$ und der berechneten neutralen Faser z_n vom Verhältnis der Schichtdicken $n = h_m/(h_m + h_p)$ für unverkapselte Sensoren vom Typ A1_3 (Tab. 8.1) mit den lateralen Dimensionen von $200 \times 1100 \mu\text{m}^2$ und einer Gesamtdicke des ME-Komposits $h_m + h_p$ von circa $5,5 \mu\text{m}$. Hierbei entspricht h_m der Dicke der magnetostriktiven Schicht inklusive Haftvermittler und einer 100 nm Au-Deckschicht und h_p der Höhe der piezoelektrischen Phase. Die neutrale Faser z_n für einen einseitig eingespannten Mehrschicht-Biegebalken berechnet sich nach [82]:

$$z_n = h_m - \frac{\sum_{n=1}^i E_n h_n d_n}{\sum_{n=1}^i E_n h_n} \quad (10.5)$$

Wobei E_n das E-Modul der n-ten Schicht, h_n die Schichtdicke der n-ten Schicht und d_n der Abstand zwischen Balkenoberfläche und der n-ten Schicht sind.

Der Verlauf spiegelt qualitativ das Verhalten der Simulationen aus Kapitel 3.1, die ein Maximum der ME-Spannung $dU/d\mu_0 H$ für ein bestimmtes Dickenverhältnis vorhersagen, wieder. Die aus der Modellierung vorhergesagte Korrelation zwischen neutraler Faser z_n und ME-Spannung $dU/d\mu_0 H$ (Abb. 3.3) scheint sich hier zu bestätigen. Jedoch sind weitere Datenpunkte im Bereich des zu erwartenden Maximums erforderlich, um eine eindeutige Aussage zu machen. Dennoch macht dieses Ergebnis die Notwendigkeit deutlich das Schichtdickenverhältnis optimal anzupassen, um einen maximalen ME-Koeffizienten zu erzielen.

10.4. Zusammenfassung

Die Charakterisierung der ME-Sensoren ergab für das unverkapselte Element mit einer Gesamtdicke von $4 \mu\text{m}$ und den lateralen Dimensionen von $200 \times 1120 \mu\text{m}^2$ einen Riesen-ME-Koeffizienten von 1000 V/A bei einer Resonanzfrequenz von $2,4 \text{ kHz}$. Der statische ME-Koeffizient von 14 V/A resultiert aus einem Q-Faktor von 73. Im resonanten Betrieb wurde eine Empfindlichkeit von 780 V/T , ein Rauschlevel von $100 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ und eine Auflösung von 100 pT erreicht.

Die Herstellung und Vermessung eines WLP ME-Sensors mit den Biegebalkenabmaßen von $200 \times 900 \times 7 \mu\text{m}^3$ (Länge \times Breite \times Höhe) führte zu einer Steigerung in allen Messgrößen. Die Charakterisierung ergab einen Riesen-ME-Koeffizienten von 2390 V/A und der zugehörigen Empfindlichkeit von 3800 V/T bei einer Resonanzfrequenz von $7,1 \text{ kHz}$. Im resonanten Betrieb konnte eine Auflösung von 30 pT und ein Rauschlevel von $27 \text{ pT/Hz}^{1/2}$ erreicht werden. Verantwortlich für die Steigerung sind vermutlich die Vakuumverkapselung, die Verbesserung der Auswertelektronik und die Erhöhung der AlN-Schichtdicke. Darüber hinaus konnte eine starke Abhängigkeit der Resonanzfrequenz vom Bias-Feld nachgewiesen werden. In Relation zu den zentimetergroßen ME-Sensoren sind die erzielten Werte beachtlich

[86, 106, 285]. Verglichen mit anderen Mikro-Vektormagnetometern zeigt sich, dass die Auflösung der MEMS ME-Sensoren deutlich besser ist [17, 93, 111, 138, 257, 272]. Die weitere Verringerung des Arbeitsdrucks durch eine Integration von Gettermaterialien, Optimierung des Schichtaufbaus als auch eine stärkere Systemintegration von Sensor und Elektronik, um parasitäre Kapazitäten zu verringern, sollten zu noch geringeren Rauschdichten und Auflösungen führen.

Die Messung von niederfrequenten Signalen mit einem hochresonanten ME-Sensor wurde kürzlich durch Jahns *et al.* gezeigt [104]. Unter Verwendung einer Frequenz-Konvertierungstechnik war es möglich nahezu jede Frequenz außerhalb der mechanischen Resonanz zu messen. Die Anwendung dieser Methode und die genannten Verbesserungen versprechen hochempfindliche, breitbandige MEMS Magnetometer.

11. Zusammenfassung und Ausblick

11.1. Zusammenfassung

Magnetoelektrische Komposite haben in den letzten Jahren gezeigt, dass diese zur Realisierung von äußerst empfindlichen Magnetfeldsensoren im sub-pT-Bereich geeignet sind. Von großem Interesse ist deren Einsatz in der nicht-invasiven medizinischen Bildgebung, wie MEG oder MKG, als Ersatz für derzeitig verwendete stationäre und teure SQUID-Systeme. Eine Miniaturisierung der ME-Sensoren und deren Fertigung mit Verfahren der Mikrosystemtechnik ermöglichen die kostengünstige Massenproduktion, eine hohe räumliche Auflösung und die Möglichkeit diese in Form von hochdichten, portablen Sensorarrays anzuordnen.

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung eines hochempfindlichen, resonanten MEMS-Magnetfeldsensors basierend auf einem $\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Komposit. Die Entwicklung umfasste dabei vier Phasen. In der ersten Phase fand eine Integration des Materialsystems $\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ in einen MEMS-Fertigungsprozess statt. Hierfür wurde die Kompatibilität der Materialien zu den Einzelprozessen untersucht. Darüber hinaus war die Ermittlung und Optimierung der Schichteigenspannungen der ME-Komponenten erforderlich. Nach erfolgreicher Integration der Materialien erfolgte in der zweiten Phase die Herstellung freitragender $\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Biegebalken. Für die Freistellung der Biegebalken wurde eine kompatible Opferschichttechnik entwickelt. Als Opferschicht wurde Si eingesetzt und zum Freiätzen kamen die Medien XeF_2 und Si-dotiertes TMAH zum Einsatz. Zum Schutz der filigranen Strukturen vor Umwelteinflüssen sowie zur Reduzierung der Luftdämpfung wurden die Sensoren in der dritten Phase auf Waferebene verkapselt. Um eine Degradation der amorphen $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Schicht durch zu hohe Temperaturen ($>350^\circ\text{C}$) zu vermeiden, wurde ein Niedertemperatur-Verkapselungsverfahren auf Basis des transienten Flüssigphasen-Bondens entwickelt. Die Integration des Verkapselungsprozesses in den Gesamtprozess und die Fertigung als auch Charakterisierung von MEMS ME-Sensoren war Gegenstand der vierten Phase.

Die maßgeblichen Ergebnisse der einzelnen Phasen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Es konnte gezeigt werden, dass piezoelektrische AlN-Schichten von hoher Qualität auf unterschiedlichen Bodenelektroden hergestellt werden können. Haftungsprobleme von AlN konnten dabei nicht beobachtet werden. Als ideale Startschicht hat sich eine Pt-Bodenelektrode erwiesen. Die chemische Beständigkeit von AlN konnte für BOE, CAN, RER500, EKC830, HF-basierte Medien und radikalen Sauerstoff nachgewiesen werden. Dadurch ist AlN zu einer Vielzahl von chemischen Prozessen kompatibel die in der MEMS-Fertigung Anwendung finden. Des Weiteren war es möglich die Schichteigenspannung von AlN-Filmen über einen Bereich von ungefähr ± 1 GPa

einzustellen. Eine negative Auswirkung auf die Filmqualität konnte dadurch nicht festgestellt werden.

2. Der Einfluss von Wärmebehandlungen auf $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ -Schichten ergab, dass die ursprüngliche Druckspannung abgeschiedener Schichten in eine Zugspannung umwandelbar ist. Bis zu einer Temperung von $350\text{ }^{\circ}\text{C}$ ließ sich keine Verschlechterung in den magnetostriktiven Eigenschaften feststellen. Eine Integration von $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ in die MEMS-Fertigungskette war durch geeignete Prozesswahl möglich. Die Haftungseigenschaften von $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$ auf AlN waren gut.
3. Für die Entwicklung des Verkapselungsprozesses fand eine Untersuchung Sn-basierter Materialsysteme statt. Die Qualität der Bondverbindungen wurde durch Scherver-suche, Schliffbilder, REM- und EDX-Analysen, Dichtigkeitsuntersuchungen sowie Beurteilung der Bruchverteilungen bestimmt. Für die binären Systeme (Au-Sn) und (Cu-Sn) konnten hochwertige Bondverbindungen über einen Temperaturbereich von $240\text{ }^{\circ}\text{C}$ bis $280\text{ }^{\circ}\text{C}$ hergestellt werden. Die Bondverbindungen zeichneten sich durch hohe Festigkeiten und nahezu lunkerfreie Verbindungen aus. Die hermetische Dichtigkeit wurde durch unterschiedliche Nachweisverfahren bestätigt. Bedingt durch die bessere Prozessierbarkeit von Au wurde ein (Au-Sn)-Waferbondprozess mit einer Bondtemperatur von $260\text{ }^{\circ}\text{C}$ zum Verkapseln der ME-Sensoren verwendet.
4. Als geeignetes Opferschichtmaterial hat sich Si unter Verwendung der Ätzmedien XeF_2 und Si-dotiertem TMAH bewährt. Zudem wurden verschiedene Ätzstopptechniken mittels SiO_2 -Stoppschichten entwickelt.
5. Aus den experimentell gewonnen Erkenntnissen sowie den grundlegenden Fertigungsbedingungen wurden Gestaltungsregeln für die Herstellung und den Entwurf von Sensor- und Kappenwafer abgeleitet. Die gefertigten Sensoren basierten auf rechteckigen Biegebalken mit einem Schichtaufbau aus $\text{SiO}_2/\text{Pt}/\text{AlN}/(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$. Für unverkapselte Sensoren mit einer ME-Biegebalkendicke von $4\text{ }\mu\text{m}$ und den lateralen Dimensionen von $200 \times 1120\text{ }\mu\text{m}^2$ konnte eine Auflösung von 100 pT und eine Rauschgrenze von $100\text{ pT}/\text{Hz}^{1/2}$ gemessen werden. Die Optimierungen von Elektronik und Sensoraufbau sowie die Vakuumverkapselung der Sensoren führten zu einer deutlichen Verbesserung der Empfindlichkeit und des Rauschlevels. Für einen gekapselten Sensor mit den Biegebalkenabmaße von $200 \times 900 \times 7\text{ }\mu\text{m}^3$ wurde eine Auflösung von 30 pT und ein Rauschlimit von $27\text{ pT}/\text{Hz}^{1/2}$ nachgewiesen.

Die wichtigsten Sensorparameter von verkapseltem und unverkapseltem Sensor sind in Tabelle 11.1 zusammengefasst. Diese ersten Ergebnisse zeigen eindrucksvoll das Potential von ME-Kompositen in Verbindung mit der Mikrosystemtechnik. Die erreichte Auflösung erfüllt die Anforderung von 100 pT für die Hirn- und Herzschrittmacheranwendungen und ist besser als bisherige Mikro-Vektormagnetometer. Die abgeleiteten Ziele aus dem SFB 855 wurden somit erreicht. Weitere Verbesserungen der ersten Sensorgeneration lassen erwarten, dass sub-pT-Empfindlichkeiten erreicht werden können und damit die Messung biomagnetische Signale möglich ist.

Tabelle 11.1.: Auflistung der wichtigsten Kenngrößen von unverkapseltem und verkapseltem MEMS ME-Sensor.

Größe	unverkapselter Sensor	verkapselter Sensor
Dimensionen Biegebalken ¹ [μm^3]	200×1120×4	200×900×7
Resonanzfrequenz [kHz]	2,4	7,1
Bias-Feld [mT]	1	-2,6
Q-Faktor	73	160
Reson. ME-Koeffizient [V/A]	1000	2390
Stat. ME-Koeffizient [V/A]	14	15
Res. Spannungsantwort [V/T]	780	3800
Empfindlichkeit [pT]	100	30
Rauschdichte [pT/Hz ^{1/2}]	100	27

¹Länge × Breite × Höhe

11.2. Ausblick

Zur Verbesserung der Empfindlichkeit der MEMS-Sensoren gibt es eine Vielzahl an Möglichkeiten. Hier erfolgt ein kurzer Ausblick über ausstehende oder geplante Aktivitäten zur Verbesserung der Sensorempfindlichkeit.

Hierzu gehört die Integration eines Gettermaterials. Der Getter bindet vorhandene Restgase und führt zum Erreichen besserer Kavitätendrücke und somit höherer Q-Faktoren [140]. Problematisch sind hierbei die relativ hohen Aktivierungstemperaturen der Gettermaterialien von über 350 °C mit Zeiten von bis zu mehreren Stunden und somit die Gefahr der Kristallisation vom amorphen $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{B}_{12}\text{Si}_{10}$. Eine Alternative stellt die lokale Erhitzung des Getters über einen Laser dar [35, 229]. Voruntersuchungen in Zusammenarbeit mit dem Fraunhofer-Institut für Lasertechnik (ILT) zeigten bisher vielversprechende Ergebnisse. Im Rahmen dieser Versuche wurden Titanschichten mit unterschiedlichen Beschussparametern behandelt und mit thermisch aktivierten Filmen verglichen. Detaillierte Untersuchungen mittels REM-, TEM- und EDX-Analysen stehen hierzu noch aus. Damit es nicht zu einer Absorption des Lasers durch das Si-Substrat kommt, ist die Verwendung von Glasdeckeln oder eines Infrarot-Laser notwendig. Ein geeigneter Verkappungsprozess basierend auf dem TLP-Bonden unter Verwendung von Borosilikatglas [206] als Substratmaterial konnte erfolgreich etabliert und erste WLP Sensorelemente hergestellt werden. Ausstehend sind Aktivierungsversuche der Sensorelemente sowie deren Charakterisierung hinsichtlich der ME-Eigenschaften.

Ein weiterer verfolgter Ansatz, die Rauschdichte und Auflösung der Sensoren zu steigern, ist die Verwendung von PZT als piezoelektrische Schicht. Bedingt durch die ladungsbasierte Auswertelektronik und die Problematik von Streukapazitäten könnte PZT durch den größeren transversalen piezoelektrischen Koeffizienten und der höheren Permittivität AlN überlegen sein [128, 176, 186]. Erste Versuche zur Integration von PZT in dem AlN-Fertigungsablauf sind mit der Entwicklung eines geeigneten CF_4/Ar Trockenätzprozesses erfolgreich durchgeführt worden. Problematisch hat sich hier die vorangegangene Strukturierung von Pt gezeigt. Die schlechte Oxidselektivität des PZT-Ätzprozesses hatte eine vollständige Entfernung des thermischen Oxids und eine starke Anätzung des darunterliegenden Bulk-Si zur Folge. Dadurch war eine weitere Prozessierung der Wafer nicht möglich. Eine Änderung in der Prozessabfolge

und die Strukturierung von Pt über einen Sputterätzprozess sollten hier Abhilfe schaffen. Bedingt durch die moderaten Q-Faktoren lässt sich auf ausgeprägte Dämpfungseigenschaften der verwendeten Materialien [249] und nicht optimal gewählte Biegebalkengeometrie schließen [25]. Die Verwendung dünner Si-Schichten von einigen 10 μm im ME-Schichtaufbau könnten zu einer deutlichen Steigerung des Q-Faktors führen und durchaus die Verringerung des ME-Koeffizienten durch die erhöhte Substratklemmung kompensieren. Sensoren mit einer 10 μm dicken Si-Schicht unterhalb des ME-Komposits konnten erfolgreich gefertigt werden. Erste Messungen zeigen einen Anstieg des Q-Faktors um das Vierfache bei unveränderten ME-Koeffizienten. Der zusätzliche Si-Film wurde dabei in aufoxidierte Ätzgruben des Substrats über einen Epi-Poly-Prozess abgeschieden und mittels CMP planarisiert. Anschließend erfolgte die Prozessierung des ME-Aufbaus über den schon entwickelten Fertigungsablauf. Offen ist die vollständige Charakterisierung der Elemente und die Optimierung der Si-Schichtdicke hinsichtlich der ME-Eigenschaften. Darüber hinaus zeigte sich, dass die Si-Schicht zu einer Versteifung der Biegebalken führt, womit diese unempfindlicher gegen Verbiegung durch die Schichteigenspannungen der ME-Komponenten werden. Somit ist eine Variation der ME-Materialien möglich ohne eine aufwendige Spannungskompensation durchführen zu müssen. Schlussendlich ermöglicht die Verwendung einer zusätzlichen Si-Schicht neue Einspannungskonzepte.

Die letzte laufende Untersuchung zur SNR-Verbesserung ist die Herstellung von Sensorarrays. Durch eine geeignete Verschaltung in Form von Serien- oder Reihenschaltung ist eine Erhöhung des ME-Koeffizienten zu erwarten und die weitere Reduzierung des Rauschlevels möglich. Hier war die Fertigung erster Sensoren möglich und die prinzipielle Funktionsfähigkeit konnte nachgewiesen werden.

A. Anhang

A.1. ME-Simulationen

MatLab[®]-Quelltext zur Berechnung des resonanten ME-Koeffizienten (3.12)
eines AlN/(Fe₉₀Co₁₀)₇₈B₁₂Si₁₀ Biegebalken

```
g_31=-23.9e-3; %Vm/N
d_33=6.6e-8; %Wb/N ; m/A
Epsilon_33=8;
E_0=8.854187817e-12;
rho_p=3268; %kg/m³
rho_m=7250; %kg/m³
s_11=2.9e-12; %N/m²
s_33=6.6e-12; %N/m²
L_p=1000e-6; %m
L_m=1000e-6; %m
a=L_m/2; %m
b_p=200.0e-6; %m
b_m=200.0e-6; %m
b=200.0e-3; %m
h_p=0.5e-6; %
h_m=5.0e-6; %
d_stack=6e-6; %
d_g=6e-6; %
x_1=2.365;
Q_m=75;
Q_m2=75;
N=0.24; %Geometriefaktor für rechteckige Balken

%Gleichungen

E_33_T=Epsilon_33*E_0
B_33_T=1/E_33_T
Beta_33=B_33_T*(1+g_31^2/(B_33_T*s_11))
d=h_p/2+(s_11*h_m*(h_m+h_p))/(2*(s_11*h_m+s_33*h_p))
O_1=1/s_11*(h_p^3/12+h_p*(h_p/2-d)^2)
O_2=-g_31^2/(Beta_33*s_11^2)*h_p*(h_p/2-d)^2
O_3=1/s_33*(h_m^3/12+h_m*(h_m/2+h_p-d)^2)
Omega=O_1+O_2+O_3
G_p=g_31/(Beta_33*s_11)*((h_p/2)-d)
```

```
G_m=d_33/s_33*h_m*(h_m/2+h_p-d)
f_res=x_1^2/(2*pi*a^2)*sqrt(Omega/(rho_p*h_p+rho_m*h_m))
C_0=2*a*b/(Beta_33*h_p)
L_m_r=0.0231*a^3*(rho_p*h_p+rho_m*h_m)/b
C_m=1/((2*pi*f_res)^2*L_m_r)

%ME resonant

ME_d=Q_m*G_m*G_p*C_m/C_0
aME_d=1/h_p*ME_d
ME_dCGS=ME_d*80
aME_dCGS=aME_d/1.25

%Schleife

LR_hm_1=0.01e-6; %m
UR_hm_1=d_stack; %m
Step=100;
n=1;

for h_m=LR_hm_1:(UR_hm_1-LR_hm_1)/Step:UR_hm_1

h_p=d_g-h_m;
h_m_v(n,1)=h_m;
O_1=1/s_11*(h_p^3/12+h_p*(h_p/2-d)^2);
O_2=0;
O_3=1/s_33*(h_m^3/12+h_m*(h_m/2+h_p-d)^2);
Omega=O_1+O_2+O_3;
R_v(n,1)=h_m/(h_m+h_p);
R2_v(n,1)=h_p/(h_p+h_m);
d=h_p/2+(s_11*h_m*(h_m+h_p))/(2*(s_11*h_m+s_33*h_p));
G_p=g_31/(Beta_33*s_11)*((h_p/2)-d);
G_m=d_33/s_33*h_m*(h_m/2+h_p-d);
f_res=x_1^2/(2*pi*a^2)*sqrt(Omega/(rho_p*h_p+rho_m*h_m));
C_0=2*a*b/(Beta_33*h_p);
L_m_r=0.0231*a^3*(rho_p*h_p+rho_m*h_m)/b;
C_m=1/((2*pi*f_res)^2*L_m_r);
ME_d_r=Q_m*G_m*G_p*C_m/C_0;
ME_dCGS_r(n,1)=ME_d_r*80;
aME_d_r=1/h_p*ME_d_r;
aME_dCGS_r(n,1)=aME_d_r/1.25;
f_r_v(n,1)=x_1^2/(2*pi*a^2)*sqrt(Omega/(rho_p*h_p+rho_m*h_m));
zn_v(n,1)=h_p/2+(s_11*h_m*(h_m+h_p))/(2*(s_11*h_m+s_33*h_p))-h_p;
n=n+1;
end
```



```
figure(5) plot(h_m_v, aME_dCGS_r)
```

```
figure(1)
[AX,H1,H2]=plotyy(R_v,aME_dCGS_r, R_v, ME_dCGS_r);
title('Metglas/AlN ')
set(get(AX(1),'Ylabel'),'String','alpha_{ME} [V/cmOe]')
set(get(AX(2),'Ylabel'),'String','ME Spannung [V/Oe]')
xlabel(['Ratio h_{m}/(h_{m}+h_{p})'])
set(H1,'LineStyle','-')
set(H2,'LineStyle','-')
```

```
figure(2)
[AX,H1,H2]=plotyy(R2_v,aME_dCGS_r, R2_v, ME_dCGS_r);
title('Metglas/AlN')
set(get(AX(1),'Ylabel'),'String','{alpha}_{ME} [V/cmOe]')
set(get(AX(2),'Ylabel'),'String','ME [V/Oe]')
xlabel(['Ratio h_{p}/(h_{p}+h_{m})'])
set(H1,'LineStyle','-')
set(H2,'LineStyle','-')
```

```
figure(3)
[AX,H1,H2]=plotyy(R2_v, zn_v,R2_v,ME_dCGS_r);
title('Neutrale Faser & ME Spannung')
set(get(AX(2),'Ylabel'),'String','ME Spannung[V/Oe]')
set(get(AX(1),'Ylabel'),'String','Neutrale Faser')
xlabel(['Ratio h_{p}/(h_{p}+h_{m})'])
set(H1,'LineStyle','-')
set(H2,'LineStyle','-')
```

```
figure(4)
plot(R2_v, f_r_v)
title('Resonanzfrequenz')
ylabel(['Resonanzfrequenz'])
xlabel(['Ratio h_{p}/(h_{p}+h_{m})'])
```

A.2. ME-Spannungskoeffizient

Ergänzende Gleichungen zum Modell von Guo *et al.* [89] aus Kapitel 3.

$$C_1 = -\frac{\gamma_p V + \gamma_m H_3}{\Omega k^2 \sinh ka (\cot ka + \coth ka)} \quad (\text{A.1})$$

$$C_2 = 0 \quad (\text{A.2})$$

$$C_3 = -\frac{\gamma_p V + \gamma_m H_3}{\Omega k^2 \sin ka (\cot ka + \coth ka)} \quad (\text{A.3})$$

$$C_4 = 0 \quad (\text{A.4})$$

$$k = \left(\frac{\rho_p h_p + \rho_m h_m}{\Omega} \right) \omega^{1/2} \quad (\text{A.5})$$

$$\gamma_p = \frac{g_{31p}}{\overline{\beta_{33}} s_{11p}} \left(\frac{h_p}{2} - d \right) \quad (\text{A.6})$$

$$\gamma_p = \frac{d_{33m}}{s_{33m}} h_m \left(\frac{h_m}{2} + h_p - d \right) \quad (\text{A.7})$$

$$\Omega = \Omega_1 + \Omega_2 + \Omega_3 \quad (\text{A.8})$$

$$\Omega_1 = \frac{1}{s_{11p}} \left[\frac{h_p^3}{12} + h_p \left(\frac{h_p}{2} - d \right)^2 \right] \quad (\text{A.9})$$

$$\Omega_2 = -\frac{g_{31p}^2}{\overline{\beta_{33}} s_{11p}^2} \left(\frac{h_p}{2} - d \right)^2 \quad (\text{A.10})$$

$$\Omega_3 = \frac{1}{s_{33m}} \left[\frac{h_m^3}{12} + h_m \left(\frac{h_m}{2} + h_p - d \right)^2 \right] \quad (\text{A.11})$$

$$\overline{\beta_{33}} = \beta_{33} \left(1 + \frac{g_{31p}^2}{\beta_{33} s_{11p}} \right) \quad (\text{A.12})$$

$$f_1 = \frac{5,593}{2\pi a} \sqrt{\frac{\Omega}{\rho_p h_p + \rho_m h_m}}$$

A.3. Aluminiumnitrid

Einfluss des Elektrodenaufbaus

Tabelle A.1.: Detaillierter Elektrodenaufbau der Untersuchungen aus Kapitel 4. Als Substrate dienten 200 mm (100)-orientierte Si-Wafer.

Nr.	Unterbau	Vorbehandlung	Haftvermittler	Elektrode
1	1000 nm TOX	RCA	20 nm Ta	100 nm Pt
2	12 μm Epi-Poly	RCA + BOE	20 nm Ti	100 nm Pt
3	12 μm Epi-Poly	RCA + BOE	-	-
4	800 nm TEOS	RCA	20 nm Ti	100 nm Pt
5	1000 nm HTO	RCA	20 nm Ti	100 nm Pt
6	1000 nm TOX	RCA	20 nm Ti	100 nm Pt
7	1000 nm TOX	RCA	133 nm AlN	300 nm Mo

TOX= thermisches SiO_2 ; HTO (engl. High Temperature Oxide) = Aus Silan mit Sauerstoff umgesetzte SiO_2 ; TEOS = Aus Tetraethylorthosilicat erzeugtes SiO_2

Chemische Beständigkeit

Tabelle A.2.: Mischungsverhältnisse von unterschiedlichen Ätzmedien.

Bezeichnung	Medium	Verhältnis	Temp. [°C]
Sauerstoffplasma	Sauerstoff	-	220
SC1	$\text{NH}_4\text{OH}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$	10:2:1	RT
Verdünnte HF	$\text{H}_2\text{O}:\text{HF}$	100:1	RT
BOE	$\text{NH}_4\text{F}:\text{HF}$	9:1	RT
CAN	$(\text{NH}_4)_2\text{Ce}(\text{NO}_3)_6:\text{H}_2\text{O}$	1:1	RT
OPD 4262 ¹	TMAH	-	RT
Xenondifluorid	XeF_2	-	RT
RER500 ²	$\text{C}_4\text{H}_8\text{O}:\text{C}_5\text{H}_{10}\text{O}_3$	-	35
EKC830 ³	$\text{C}_5\text{H}_9\text{NO}:\text{C}_4\text{H}_{11}\text{NO}_2$	-	80
Grubi-Ätze	$\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2:\text{HF}$	40:1:1	RT
Aluminium-Ätze	$\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}:\text{HNO}_3$	20:4:1	45
TMAH	$\text{H}_2\text{O}:\text{C}_4\text{H}_{13}\text{NO}$	4:1	82

¹Photolackentwickler von FUJIFILM Electronic Materials mit 1-3 % TMAH [76]

²Photolackentferner von Arch Chemicals auf Basis von Methylcelylketon und Ethylactat [10]

³Photolackentferner von Du Pont auf Basis von N-Methylpyrrolidon und 2-(2-Aminoethoxy)ethanol [61]

Röntgendiffraktogramme

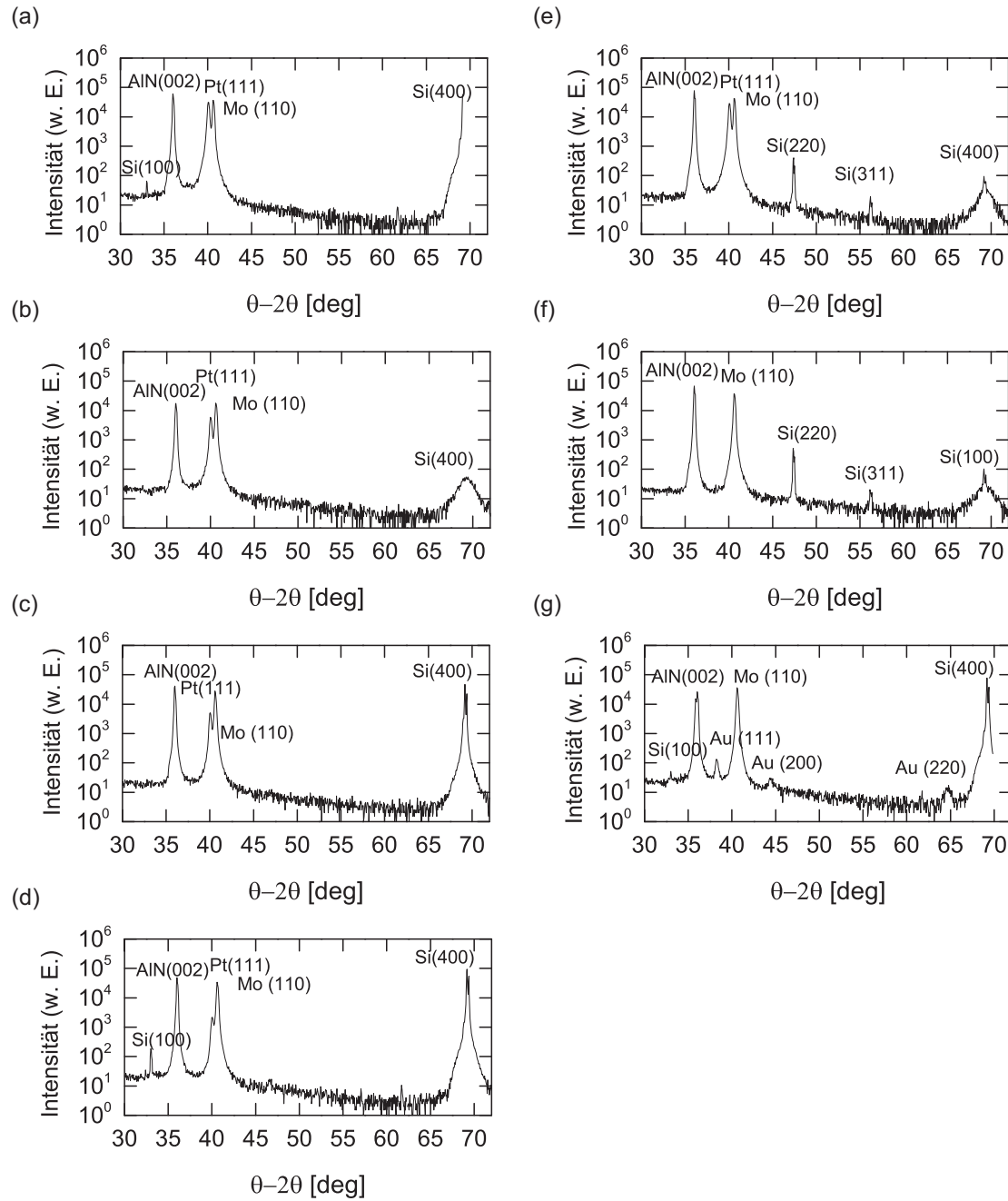


Abbildung A.1.: (Θ - 2Θ)-Scans von $2\ \mu\text{m}$ AlN-Schichten mit den Elektrodenaufbauten aus Tabelle A.1. Dabei ist die Zuordnung (1-7) zu (a-f).

A.4. Transienter Flüssigphasen-Bondprozesses

Temperaturprofil

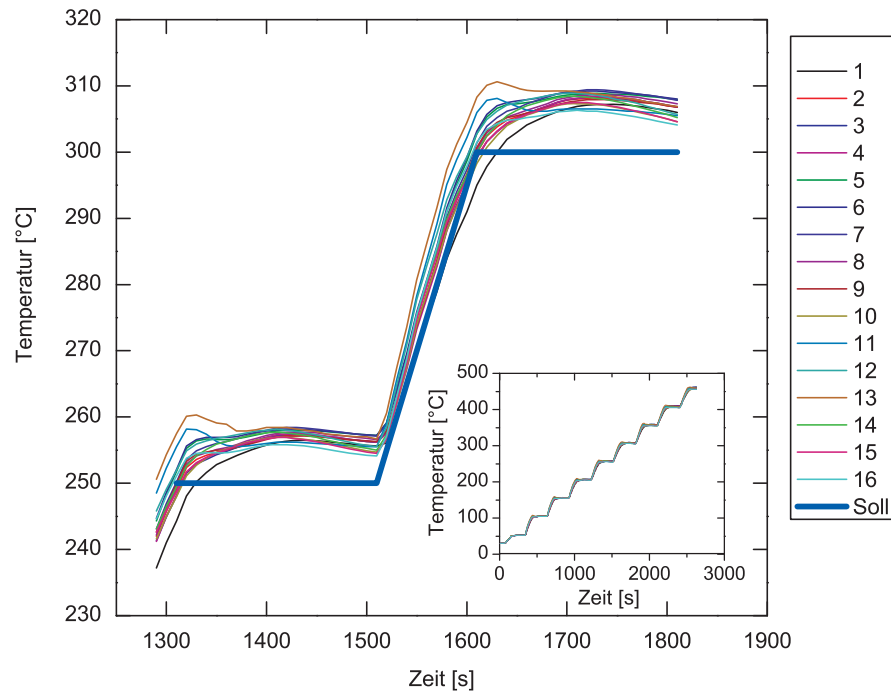


Abbildung A.2.: Temperaturprofil des Waferbonders (Kap. 6). Zu sehen sind die Temperaturmessung (1–14) und die Solltemperatur aus dem Prozessrezept für den Temperaturbereich 240 $^{\circ}\text{C}$ bis 310 $^{\circ}\text{C}$. Im Inset ist die vollständige Temperaturrampe wiedergeben.

REM- und EDX-Analysen

(Au-Sn)-Versuche

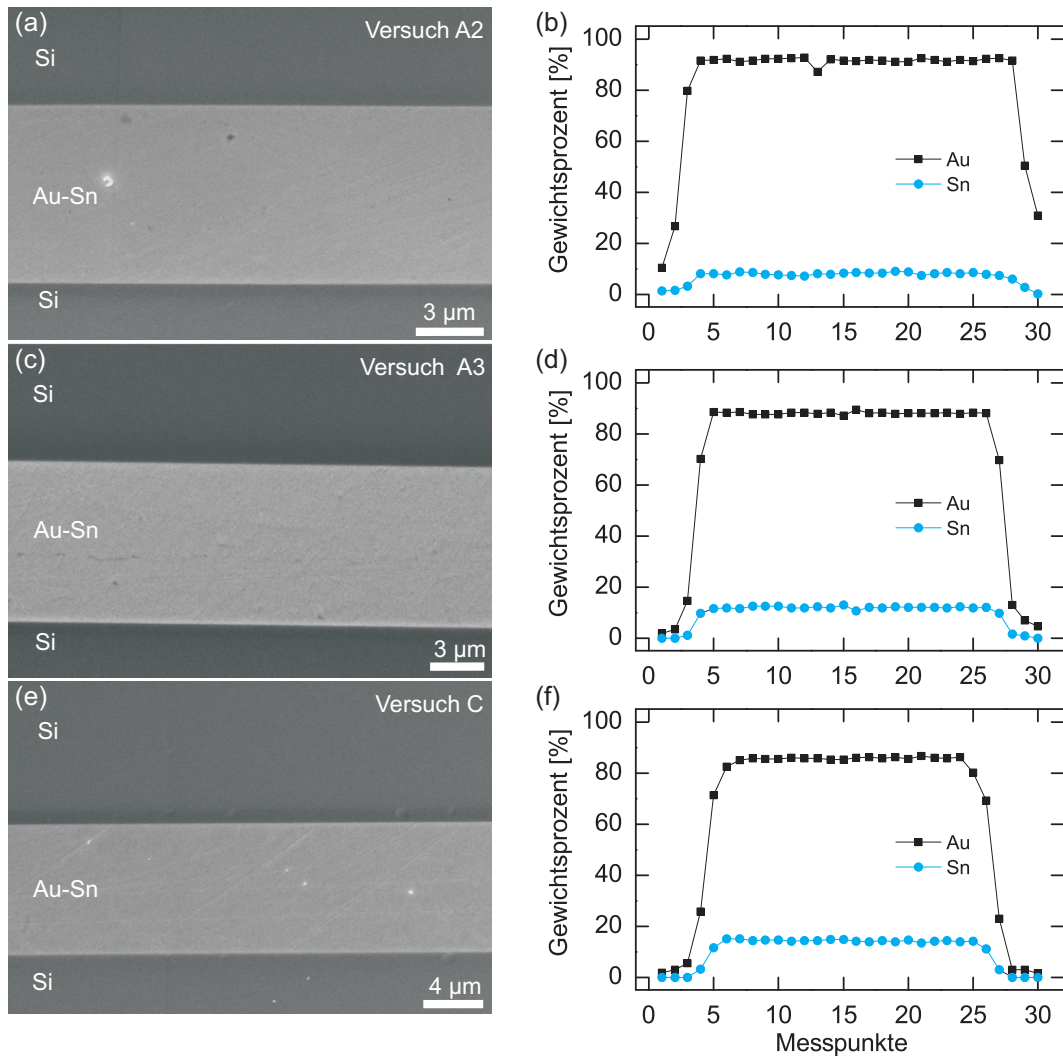


Abbildung A.3.: REM-Aufnahmen und EDX -Linienscans für die (Au-Sn)-Versuche A2, A3 und C aus Tabelle 6.2.

(Cu-Sn)-Versuche

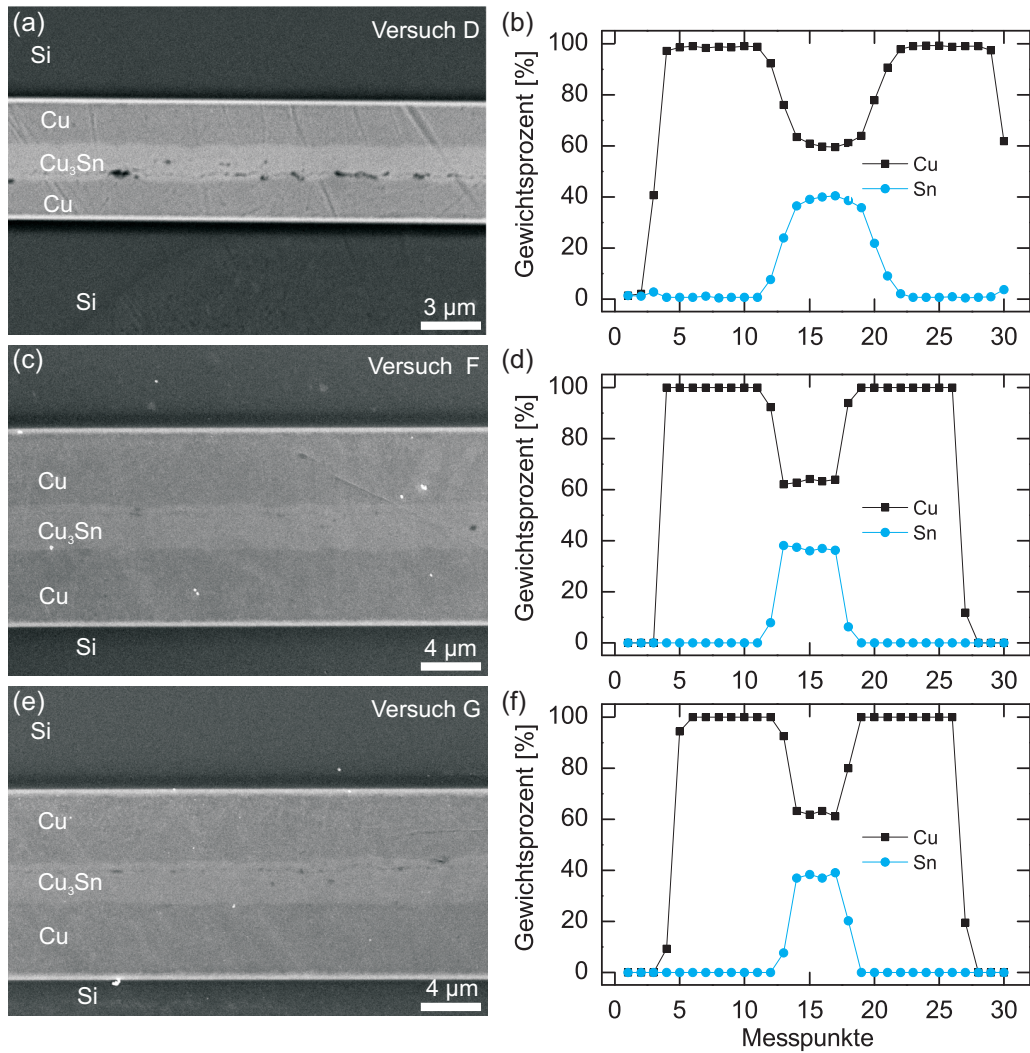


Abbildung A.4.: REM-Aufnahmen und EDX -Linienscans für die (Cu-Sn)-Versuche D, F und G aus Tabelle 6.2.

A.5. Opferschichttechnologie

Trench-Barriere

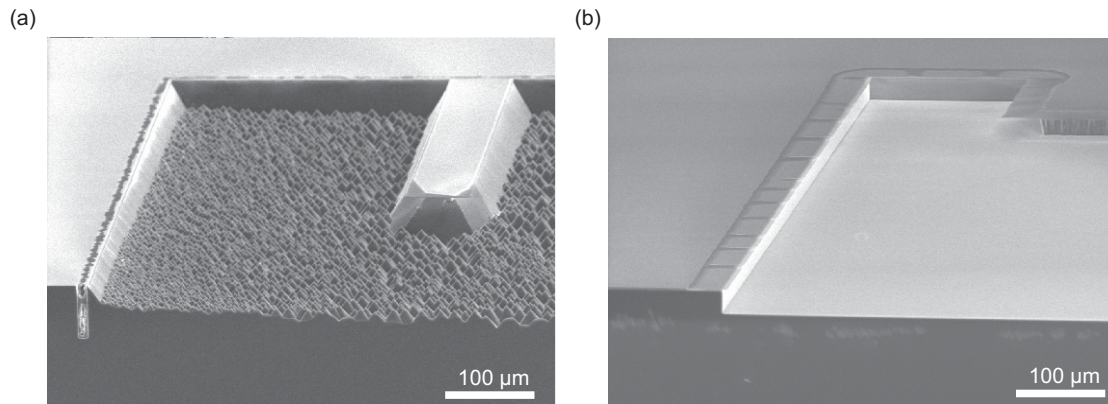


Abbildung A.5.: (a) REM-Aufnahmen einer mit Si-dotiertem TMAH geätzten Trench-Barriere-Grube (Kap. 7.3). (b) REM-Aufnahmen einer mit Si-dotiertem TMAH geätzten Opferschichtgrube (Kap. 7.3).

A.6. Sensorherstellung

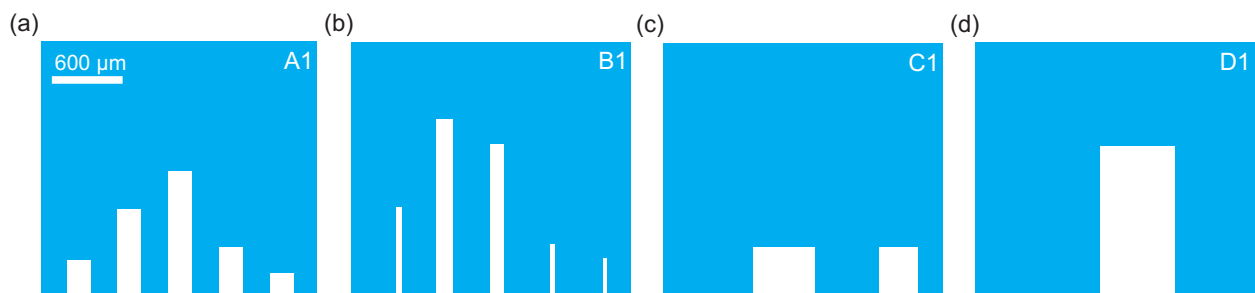


Abbildung A.6.: Schematische Draufsicht hergestellter Balkengeometrien. Die lateralen Abmaße reichen von $30 \mu\text{m} \times 300 \mu\text{m}$ bis $600 \mu\text{m} \times 1200 \mu\text{m}$. Die Bezeichnung der Bauteile ist oben rechts angegeben. Die Fingerstrukturen werden von links nach rechts durchnummeriert. Die detaillierten Abmaße sind in Tabelle 8.1 angegeben.

Tabelle A.3.: Detaillierter Prozessfluss und Prozessparameter der PROMIS[®] Prozedur IZFHG_M_MES1_SEN_AV1.01. Der dazugehörige Prozessablauf ist in Kapitel 8.4.3 beschrieben.

Schritt	Prozess/Parameter
1	Lasemark
2	RCA
3	thermisches Oxid 650 nm (SD_710)
5	60, Belichten: MES3-PIEZO/BOTTOM_PATCH (4200 mJ, MLM11), 27
7	20 nm Ti 100 nm Pt
8	EKC 85 °C bei 0,5 h 0 W US + 0,5 h 100 W US
9	SC2
10	30 nm PE-TEOS bei 450 °C
11	38, MES3-PIEZO/PE_PATCH (2500 mJ, MLM12), 9
12	3:30 min BOE, RER/EKC
13	630 nm Restox
14	SC2
15	_Degas_Etch_2000AlN_50Mo bei 65W
16	HIPR2M2M_8INCH
17	38, MES3_PIEZO/PIEZO (2500 mJ, MLM11), 9
18	Alu-Ätze (bei RT) 30s
19	5 min RER/1 min EKC
20	TMAH 25Vol.-% bei 82 °C, 90s
21	50 s Cr-Ätze
22	30 min 100 °C LithoHereaus
23	20 nm Cr 250 nm Au mit Sputteretch
24	3, MES3_PIEZO/GALVANIK2x (2×6500mJ, MLM12), 51
25	descum80
26	Au 3,4 µm Galvanik
27	10 min RER/10 min EKC
28	Au_1_single250nm_OEPD (saphir etch) 45 s
29	Chrom.Ätze 50s
30	21, MES3_PIEZO/CAV2x_6z (2×6500 mJ, MLM11), 51
31	Ox650 P5000
32	Strip8mue
33	10 min RER/10 min EKC
34	1114, MES1-PIEZO-MLM1B/Metglas2x (2×650 mJ + Fokus 10 µm), 2693
35	Mit Wafersäge auf 150 mm runter geschnitten
36	10min in DI-Wasser über Kopf bei Stufe 1 im Ultraschallbad
37	3 min bei 100× auf der Heizplatte (Gelblichtbereich)
38	1 h in der Ardenne bei 10 ⁻⁷ mbar gelagert
39	10 nm Ta (200 W, 30 sscm Ar, 6e ⁻³ mbar
40	60×10 min (je 5 min Pause) (Fe ₉₀ Co ₁₀) ₇₈ B ₁₂ Si ₁₀
41	(200 W rf, 40 sccm Ar, 4e ⁻³ mbar, 200 mm Target) mit Magnetfeld (10 mT)
42	50 nm Cr ohne Magnetfeld
43	EKC LO 4,5 h bei 200 W, 85 °C
44	BOE 20 s, XeF ₂ 60 s (9 Torr; 50 sccm)
45	13,5 h Si enriched TMAH (825 g/20 l) bei 82 °C

A.7. Sensorverkapselung

Leiterplattenentwurf

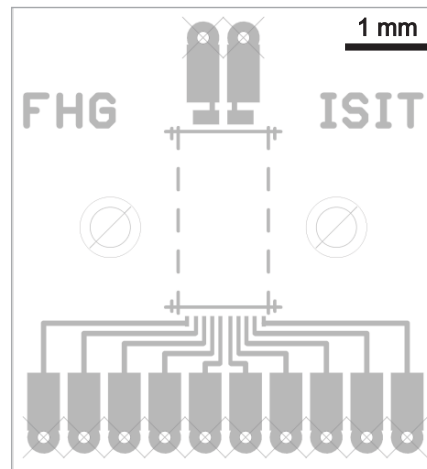


Abbildung A.7.: Leiterplattenlayout (Platine_MES01_V2_1.brd) erstellt mit dem digitalen Entwurfsprogramm EAGLE PCB® (Kap. 9).

Edge-Protection-System

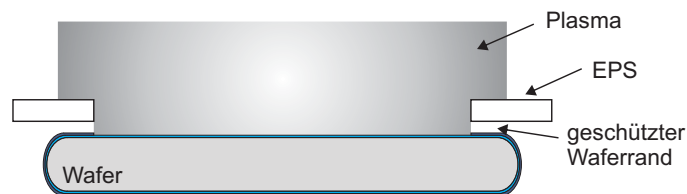


Abbildung A.8.: Skizze zum Funktionsprinzip des Randschutzsystems EPS (Kap. 9). Das EPS schützt im Randbereich (ca. 5 mm) den Wafer vor dem Angriff durch die reaktiven Spezies und den Ionen des Plasmas.

Maskenlayout

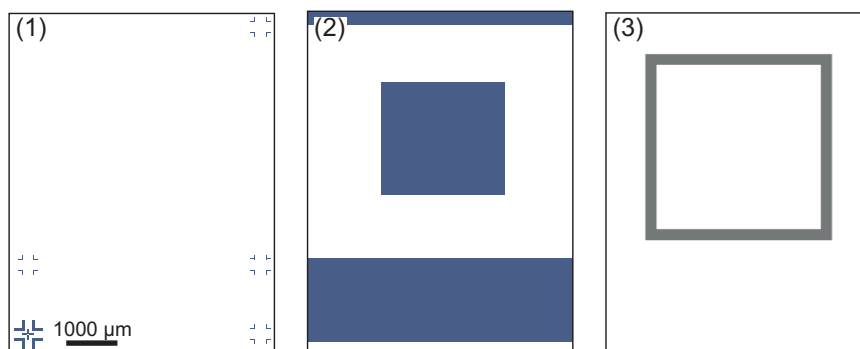


Abbildung A.9.: Für die Kappe benötigte Maskenebenen in chronologischer Reihenfolge ihrer Verwendung (1-3) anhand eines Einzelelements. Diese dienen zur Definition von: (1) Justagemarke auf der Waferrückseite, (2) Sensor- und Drahtbondflächenkavität und (3) Bondrahmengalvanik auf der Wafervorderseite. Die farblich markierten Bereiche werden belichtet.

Tabelle A.4.: Detaillierter Prozessfluss und Prozessparamter der PROMIS® Prozedur IZFHG_M_MES_CAP_AV3.01. Der dazugehörige Prozessablauf ist in Kapitel 9.2.2 beschrieben.

Schritt	Prozess/Paramter
1	Lasermark
2	RCA
3	thermisches Oxid 650 nm (SD_710)
4	LPCVD 200 nm Si ₃ N ₄
5	RCA
6	Alu (Kratzschutz, Rcp Blende1, 800 nm, Kein Testwafer)
7	Wafer wenden
8	128, MES1-PIEZO BS-KOH-ETCH4, 91
9	RIE 200 nm Si ₃ N ₄ (STS Pegasus mit 725 EPS, 3:30 min, 20 °, MES01_SiN)
10	Rework 4
11	Belackung (28 + 91)
12	Wafer wenden
13	PWS (Auf Sicht, ca. 2-3 min, Alu Kratzschutz entfernen)
14	Kontrolle Betreuer (vollständige Entfernung Kratzschutz)
15	10 min RER/10 min EKC
16	BOE 12 min
17	RCA
18	28, MES1-PIEZO FS-DRIE-ETCH, 91
19	RIE 200 nm Si ₃ N ₄ (STS Pegasus mit 725 EPS, 3:30 min, 20 °, MES01_SiN)
20	BOE 12 min
21	Rework 4
22	BOE Dip 10 s + RCA
23	BOE Dip 20 s, KOH, 240 µm
24	HF 50 % Strip 200 nm Si ₃ N ₄ und 650 nm SiO ₂ , ca. 17-25 min
25	RCA
26	thermisches Oxid 650 nm (SD_710)
27	Hinzufügen von 2 SiO ₂ -Testwafer durch Betreuer
28	20Ti200Au EVO mit Sputteretch
29	Freigabe durch Betreuer
30	1122, MES1-PIEZO GALVANIK (20 s), 2711
31	Descum80, 3,2 µm Au + 2 µm Sn, 5/3min RER/EKC mit US
32	Au_1single200nm_OEPD 30 s + EPCOS_MEMS_20nm_Ti_311_OEPD
33	Messung Rahmenhöhe
34	Bonden 150 mm: 8Z_AUSN280C8M5600

A.8. Sensorcharakterisierung

Voruntersuchung

Messergebnisse zu den Sensorgeometrien

Tabelle A.5.: ME-Charakterisierung unterschiedlicher Sensorgeometrien (Abb. 8.5).

Probe	Biegebalken	Abmaße ¹ [μm]	α_{ME} [V/A]	f_r [Hz]	Q	$\mu_0 H_{Bias}$ [mT]
1578_B1_D6	B1_3	120×1200	228	2500	125	0,6
1722_A1_F5	A1_3	200×1100	122	6802	162	2,8
1722_A1_F5	A1_4	200×800	40	15401	513,4	5
1722_A1_F5	A1_3	200×1100	2200	6804	194,4	2,8
1722_A1_E5	A1_4	200×800	41	16369	204,6	4,5
B1_B5	B1_3	120×1200^2	1310	9209	108,3	0,7
B1_E5	B1_3	120×1200^2	999	9846	131,3	0,8
C1_D4	C1_3	500×400^2	804	11254	161,0	4,5
C1_E4	C1_3	500×400^2	435	12693	181,3	3,7

¹Länge \times Breite

²Aus dem Maskenlayout und Unterätzung abgeschätzte Länge

Berechnung der Resonanzfrequenz

MatLab®-Quelltext zur Berechnung der Resonanzfrequenz nach 10.3

```
%%%%%%%%%%%%%% Resonanzfrequenz %%%%%%%%%%%%%%%
```

```
% Parameter
```

```
LR_1_1=100e-6; %m
UR_1_1=1000e-6; %m
Step=100;
rho_1=7250; %kg/m³
rho_2=3300; %kg/m³
rho_3=21400; %kg/m³
rho_4=4510; %kg/m³
rho_5=2200; %kg/m³
d_1=4.0e-6; %m
d_2=2.0e-6; %m
d_3=0.1e-6; %m
d_4=0.02e-6; %m
d_5=0.65e-6; %m
```

```

E_1=100e+9; %Pa
E_2=400e+9; %Pa
E_3=170e+9; %Pa
E_4=110e+9; %Pa
E_5=70e+9; %Pa
f_dres=30e3; %Hz
l_dres=1120e-6; %m
n=0.24; %Geometriefaktor für rechteckige Balken

%Gleichungen

z_1=d_1/2;
z_2=d_1+d_2/2;
z_3=d_1+d_2+d_3/2;
z_4=d_1+d_2+d_3+d_4/2;
z_5=d_1+d_2+d_3+d_4+d_5/2;
N=d_1-d_1;
z_N=(d_1*z_1+E_2/E_1*d_2*z_2)/(d_1+E_2/E_1*d_2);

f_res=sqrt(3)/(2*pi)*1/l_dres^2*sqrt((E_1*(d_1^3/12+d_1*(z_1-
z_N)^2)+E_2*(d_2^3/12+d_2*(z_2-z_N)^2)+E_3*(d_3^3/12+d_3*(z_3-
z_N)^2)+E_4*(d_4^3/12+d_4*(z_4-z_N)^2)+E_5*(d_5^3/12+d_5*(z_5-
z_N)^2))/(n*(d_1*rho_1+d_2*rho_2+d_3*rho_3+d_4*rho_4+d_5*rho_5)))
z_N=(E_1*d_1*z_1+E_2*d_2*z_2+E_3*d_3*z_3+E_4*d_4*z_4+E_5*d_5*z_5)
/(E_1*d_1+E_2*d_2+E_3*d_3+E_4*d_4+E_5*d_5);
l_d=sqrt(sqrt(3)/(2*pi)*1/f_dres*sqrt((E_1*(d_1^3/12+d_1*(z_1-
z_N)^2)+E_2*(d_2^3/12+d_2*(z_2-z_N)^2)+E_3*(d_3^3/12+d_3*(z_3-
z_N)^2)+E_4*(d_4^3/12+d_4*(z_4-z_N)^2)+E_5*(d_5^3/12+d_5*(z_5-
z_N)^2))/(n*(d_1*rho_1+d_2*rho_2+d_3*rho_3+d_4*rho_4+d_5*rho_5))))

% Schleife

k=1;

for l_1=LR_l_1:(UR_l_1-LR_l_1)/Step:UR_l_1
z_1=d_1/2;
z_2=d_1+d_2/2;
z_3=d_1+d_2+d_3/2;
z_4=d_1+d_2+d_3+d_4/2;
z_5=d_1+d_2+d_3+d_4+d_5/2;
N=d_1-d_1;
l_1_v(k,1)=l_1;
z_N=(d_1*z_1+E_2/E_1*d_2*z_2)/(d_1+E_2/E_1*d_2);
f_res(k,1)=sqrt(3)/(2*pi)*1/l_1^2*sqrt((E_1*(d_1^3/12+d_1*(z_1-
z_N)^2)+E_2*(d_2^3/12+d_2*(z_2-z_N)^2)+E_3*(d_3^3/12+d_3*(z_3-
z_N)^2)+E_4*(d_4^3/12+d_4*(z_4-z_N)^2)+E_5*(d_5^3/12+d_5*(z_5-

```

```

z_N^2))/(n*(d_1*rho_1+d_2*rho_2+d_3*rho_3+d_4*rho_4+d_5*rho_5)));
k=k+1;
end

%Plot & Labels
%subplot(3,2,2)
plot(l_1_v,f_res)
title('Resonanzfrequenz')
ylabel(['\itf_{res} [Hz]'])
xlabel(['\{ \} [m]'])
text(UR_l_1,f_res(3,1),{'l_{d}= ',num2str(l_d,'%2.1e '),'\n m'},['f_{dres}= ',num2str(f_dres,'%2.1e '),'\n Hz'],['d_{AlN}= ',num2str(d_2,'%2.1e '),'\n m'],['d_{FeCoBSi}= ',num2str(d_1,'%2.1e '),'\n m'],['E_{AlN}= ',num2str(E_2,'%2.1e '),'\n Pa'],['E_{FeCoBSi}= ',num2str(E_1,'%2.1e '),'\n Pa'],['\rho_{AlN}= ',num2str(rho_2,'%2.0f '),'\n kg/m^3'],['\rho_{FeCoBSi}= ',num2str(rho_1,'%2.0f '),'\n kg/m^3']], 'FontSize',10)

```

Vakuummessungen

Tabelle A.6.: Details zur Messung des Q-Faktor in Abhängigkeit des Luftdrucks aus Kapitel 10.3.3. Die dazugehörigen Resonanzkurven sind in Abbildung A.10 gezeigt.

p [mbar]	$\mu_0 H_{Bias}$ [mT]	$\mu_0 H_{AC}$ [nT]	$U_{ME,max}$ [w. E.]	f_{res} [Hz]	Q-Faktor
1,0	-1,5	10	$0,20 \cdot 10^{-5}$	4698	159
0,1	-1,8	10	$1,79 \cdot 10^{-5}$	4728	1330
0,02	-1,8	10	$2,05 \cdot 10^{-5}$	4727	1399
0,05	-1,8	10	$1,93 \cdot 10^{-5}$	4728	1420
0,08	-1,8	10	$1,84 \cdot 10^{-5}$	4728	1359
$3 \cdot 10^{-5}$	-1,8	10	$2,29 \cdot 10^{-5}$	4729	1658

p Druck; $\mu_0 H_{Bias}$ Bias-Feld; $\mu_0 H_{AC}$ Magnetisches Anregungsfeld; $U_{ME,max}$ Maximalwert der elektrischen Spannung ermittelt aus Lorentz-Fit (Abb. A.10); f_r Resonanzfrequenz ermittelt aus Lorentz-Fit (Abb. A.10); Q Gütefaktor ermittelt aus Lorentz-Fit (Abb. A.10)

Abhängigkeit des ME-Koeffizienten vom Schichtdickenverhältnis

Tabelle A.7.: Ergebnisse zur Unteruchung der Abhängigkeit des ME-Koeffizientens vom Schichtdickenverhältnis $n = h_m (h_m + h_p)$ (Kap. 10.3.4).

Typ	Abmaße [μm]	h_p [μm]	h_m [μm]	α_{ME}^r [V/A]	f_r [Hz]	Q	$\mu_0 H_{Bias}$ [mT]
A1_3	$200 \times \sim 1100$	3,0	2,4	235	7642	218	2,4
A1_3	$200 \times \sim 1100$	2,5	2,9	1078	7056	153	1,0
A1_3	$200 \times \sim 1100$	2,0	3,5	1397	10922	182	2,5
A1_3	$200 \times \sim 1100$	1,5	4,0	406	8218	228	3,9

h_p AlN-Schichtdicke; h_m (Fe₉₀Co₁₀)₇₈B₁₂Si₁₀-Schichtdicke; α_{ME}^r ME-Koeffizient in Resonanz; f_r Resonanzfrequenz; Q Gütefaktor; $\mu_0 H_{Bias}$ Bias-Feld

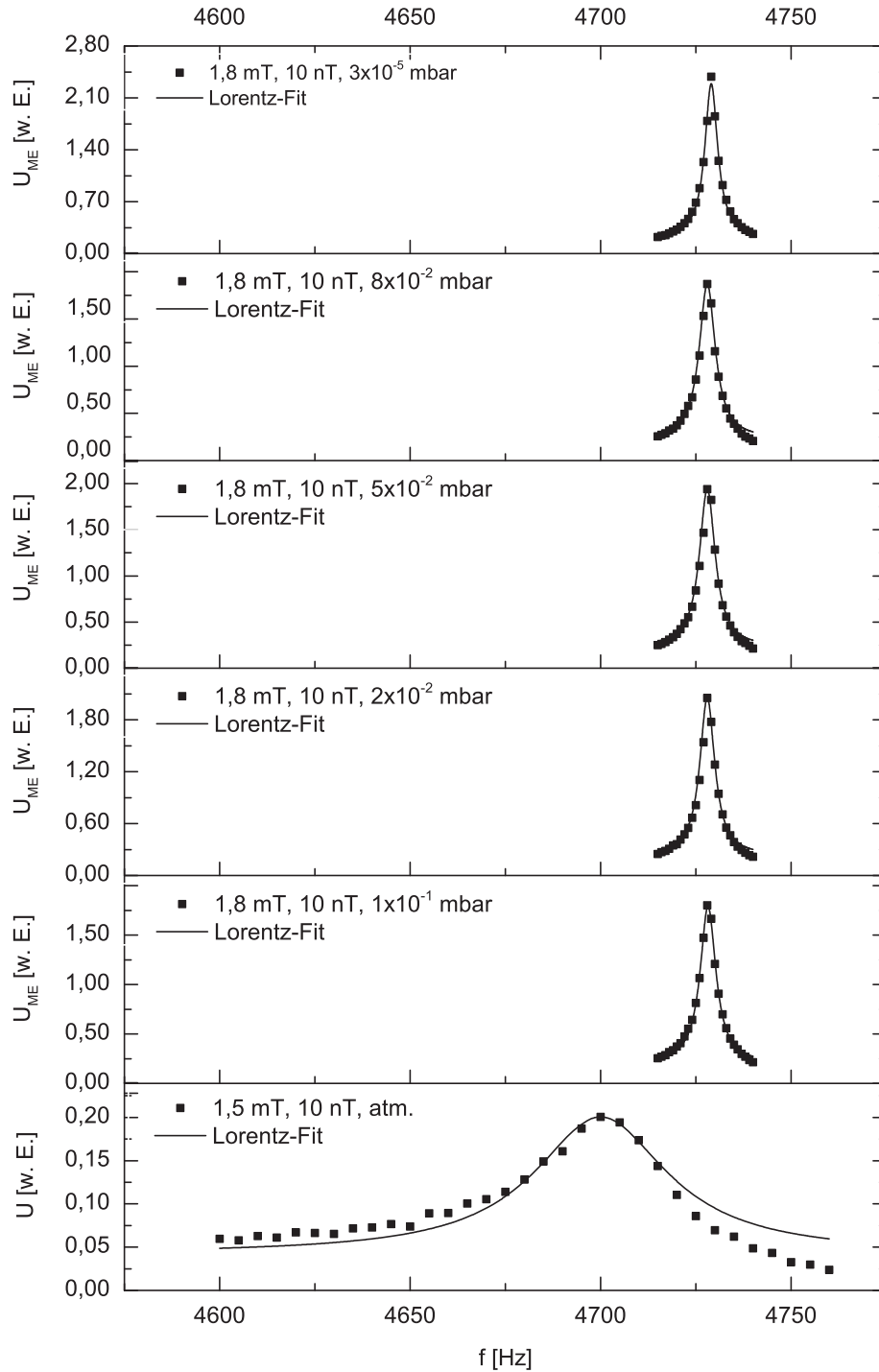


Abbildung A.10.: Resonanzkurven der Vakuummessungen aus Kapitel 10.3.3. Aufgetragen ist die ME-Spannung gegen die Frequenz f des magnetischen Anregungsfelds $\mu_0 H_{AC}$. Verwendetes Bias-Feld $\mu_0 H_{Bias}$, magnetisches Anregungsfeld $\mu_0 H_{AC}$ und Druck p sind für jede Messung oben links im Graphen angegeben.

Publikationen

Publikationen: Erstautor

Publikation 1

MARAUSKA, S. ; HRKAC, V. ; DANKWORT, T. ; JAHNS, R. ; QUENZER, H.-J. ; KNÖCHEL, R. ; KIENLE, R. ; WAGNER, B.: Sputtered thin film piezoelectric aluminum nitride as a functional MEMS material. In: *Microsyst Technol.* 18 (2012), S. 787–795. <http://link.springer.com/article/10.1007%2Fs00542-012-1493-1> DOI 10.1007/s00542-012-1493-1

Publikation 2

MARAUSKA, S. ; JAHNS, R. ; GREVE, H. ; QUANDT, E. ; KNÖCHEL, R. ; WAGNER, B.: MEMS magnetic field sensor based on magnetoelectric composites. In: *J. Micromech. Microeng.* 22 (2012), 065024. <http://iopscience.iop.org/0960-1317/22/6/065024/> DOI 10.1088/0960-1317/22/6/065024

Publikation 3

MARAUSKA, S. ; JAHNS, R. ; KIRCHHOF, C. ; CLAUS, M. ; QUANDT, E. ; KNÖCHEL, R. ; WAGNER, B.: Highly sensitive wafer-level packaged MEMS magnetic field sensor based on magnetoelectric composites. In: *Sens. Act. A* 189C (2013), S. 321–327. <http://dx.doi.org/10.1016/j.sna.2012.10.015> DOI 10.1016/j.sna.2012.10.015

Publikation 4

MARAUSKA, S. ; CLAUS, M. ; LISEC, T. ; WAGNER, B.: Low Temperature Transient Liquid Phase Bonding of Au/Sn and Cu/Sn Electroplated Material Systems for MEMS Wafer-Level Packaging. In: *Microsyst Technol.*, Angenommen.

Konferenzbeitrag 1

MARAUSKA S. ; DANKWORT T. ; QUENZER H.-J. ; WAGNER B.: Sputtered thin film piezoelectric aluminium nitride as a functional MEMS material and CMOS compatible process integration. In: *Procedia Engineering* 25 (2011). S. 1341–1344. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proeng.2011.12.331> DOI 10.1016/j.proeng.2011.12.331

Konferenzbeitrag 2

MARAUSKA S. ; GREVE H. ; JAHNS R. ; QUENZER H.-J. ; WAGNER B. ; KNÖCHEL R. ; QUANDT E.: Resonant magnetoelectric (Fe₉₀Co₁₀)₇₈Si₁₂B₁₀-AlN MEMS sensor. MRS 2011, Boston, USA.

Konferenzbeitrag 3

MARAUSKA S. ; KIRCHHOF C. ; JAHNS R. ; KNÖCHEL R. ; QUANDT E. ; WAGNER B.: MEMS magnetic field sensor based on magnetoelectric composites. MSE 2012, Darmstadt, Germany.

Konferenzbeitrag 4

MARAUSKA, S. ; JAHNS, R. ; KIRCHHOF, C. ; CLAUS, M. ; QUANDT, E. ; KNÖCHEL, R. ; WAGNER, B.: Packaged MEMS magnetic field sensor based on magnetoelectric composites. In: *Proc. MME 2012*, Ilmenau, Germany. http://www.tu-ilmenau.de/fileadmin/media/mme2012/Proceedings/Session_B/B05_1638_MME2012_120615.pdf

Publikationen: Koautor

Publikation 1

GREVE H. ; WOLTERMANN E. ; JAHNS R. ; MARAUSKA S. ; WAGNER B. ; KNÖCHEL R. ; WUTTIG M. ; QUANDT E.: Low damping resonant magnetoelectric sensors. In: *Appl. Phys, Lett.* 97 (2010), 15203. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3497277> DOI 10.1063/1.3497277

Konferenzbeitrag 1

QUENZER H.-J. ; DRECHSLER U. ; SEBASTIAN A. ; MARAUSKA S. ; WAGNER B. ; DESPONT M.: Fabrication of conducting AFM cantilevers with AlN-based piezoelectric actuators. In: *Procedia Engineering* 25 (2011). S. 665–668. <http://dx.doi.org/10.1016/j.proeng.2011.12.164> DOI 10.1016/j.proeng.2011.12.164

Konferenzbeitrag 2

GREVE H. ; MARAUSKA S. ; JAHNS R. ; WOLTERMANN E. ; KNÖCHEL R. ; WAGNER B. ; QUANDT E.: Giant magnetoelectric thin film FeCoSiB/AlN composites. MRS 2011, Boston, USA.

Konferenzbeitrag 3

JAHNS R. ; GREVE, H. ; WOLTERMANN E. ; MARAUSKA S. ; WAGNER B. ; QUANDT E. ; KNÖCHEL R.: Modulated Magnetoelectric Sensors for Wideband Measurements. MRS 2011, Boston, USA.

Konferenzbeitrag 4

JAHNS R. ; RUNKOWSKE H. ; MARAUSKA S. ; MEYNER D. ; LAGE E. ; WAGNER B. ; QUANDT E. ; KNÖCHEL R.: Modulated magnetoelectric thin film sensors. MSE 2012, Darmstadt, Germany.

Konferenzbeitrag 5

KIRCHHOF C. ; GREVE H. ; MARAUSKA, S. ; JAHNS, R. ; MEYNER D. ; WAGNER, B. ; KNÖCHEL, R. ; QUANDT, E.: Vacuum packaged magnetoelectric composites. MSE 2012, Darmstadt, Germany.

Konferenzbeitrag 6

KIENLE L. ; HRKAC V. ; KAPS S. ; ADELUNG R. ; MARAUSKA, S. ; LAGE E. ; PIORRA A. ; MEYNER D. ; QUANDT, E.: TEM investigations on materials for biomagnetic sensing. MSE 2012, Darmstadt, Germany.

Literaturverzeichnis

- [1] *SFB 855 - Magnetoelektrische Verbundwerkstoffe*. <http://www.sfb855.uni-kiel.de/>,
- [2] *The wurtzite (B4) structure*. <http://cst-www.nrl.navy.mil/lattice/struk/b4.html>, 21 Oktober 2004
- [3] ABABNEH, A. ; SCHMID, U. ; HERNANDO, J. ; SANCHEZ-ROJAS, J.L. ; SEIDEL, H.: The influence of sputter deposition parameters on piezoelectric and mechanical properties of AlN thin films. In: *Materials Science and Engineering: B* 172 (2010), Nr. 3, 253–258. <http://dx.doi.org/10.1016/j.mseb.2010.05.026>. – DOI 10.1016/j.mseb.2010.05.026. – ISSN 0921–5107
- [4] AGARWAL, R. ; ZHANG, W. ; LIMAYE, P. ; RUYTHOOREN, W.: High Density Cu-Sn TLP Bonding for 3D Integration. In: *Proc. Electronic Components and Technology Conference* 57 (2009), S. 345–349
- [5] AHARONI, A.: *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. 2. Oxford University Press, 1996
- [6] AIXACCT: *4-Point Bending (aix4PB) system*. <http://www.aixacct.com/pdfs/Mems-4PB.pdf>, November 2012
- [7] AIXACCT: *Double Beam Laser Interferometer (aixDBLI)*. <http://www.aixacct.com/pdfs/dbli.pdf>, November 2012
- [8] ALLWOOD, D. A. ; XIONG, G. ; COOKE, M. D. ; COWBURN, R. P.: Magneto-optical Kerr effect analysis of magnetic nanostructures. In: *Journal of Physics D* 36 (2003), Nr. 18, 2175. <http://stacks.iop.org/0022-3727/36/i=18/a=001>
- [9] AN, Z. ; MEN, C. ; YU, J. ; CHU, P. K. ; LIN, C.: Characteristics and polarization-enhanced model of wurtzite aluminum nitride thin films synthesized on Si(100) substrates by pulsed laser deposition. In: *Journal of Applied Physics* 94 (2003), 1934–1940. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1592008>. – DOI 10.1063/1.1592008
- [10] ARCH CHEMICALS INC.: *RER 500*. http://alemis.us.airliquide.com/ChemSafe/MSDS/Image/114257_1.PDF, Oktober 2012
- [11] ARMBRUSTER, S. ; SCHÄFER, F. ; LAMMEL, G. ; ARTMANN, H. ; SCHELLING, C. ; BENZEL, H. ; WEBER, H. ; VOSSENBERG, H.-G. ; MUCOW, J. ; FINKBEINER, S. ; LÄRMER, F. ; RUHTER, P. ; PAUL, O.: Monocrystalline silicon membrane grown on sintered porous silicon for integrated pressure sensors, 2003, S. 185–190

- [12] ASSAF, B. A. ; KARKAR, K. M. ; LAXER, K. D. ; GARCIA, P. A. ; AUSTIN, E. J. ; BARBARO, N. M. ; AMINOFF, M. J.: Magnetoencephalography source localization and surgical outcome in temporal lobe epilepsy. In: *Clin. Neurophysiol.* 115 (2004), S. 2066–2076
- [13] A*STAR INSTITUTE OF MICROELECTRONICS : *Xetch[®] Xenon Difluoride Etching Systems Al cantilevers released by XeF₂ HF Vapour Release Systems*. http://www.ime.a-star.edu.sg/page/dry_release, Januar 2013
- [14] ASTROV, D. N.: In: *Sov. Phys.-JETP* 11 (1960), 708 S
- [15] <http://www.mcw.edu>
- [16] BAUMANN, J.: *Diss. Einspitzmengenkorrektur in Common-Rail-Systemen mit Hilfe magnetoelastischer Drucksensoren*, Universität Karlsruhe, Diss., 2006
- [17] BERTOLDI, A. ; BASSI, D. ; RICCI, L. ; COVI, D. ; VARAS, S.: Magnetoresistive magnetometer with improved bandwidth and response characteristics. In: *Review of Scientific Instruments* 76 (2005), S. 065106
- [18] BICHURIN, M. I.: Short introduction to the proceedings of the 3 RD international conference on magnetoelectric interaction phenomena in crystals, MEIPIC-3. In: *Ferroelectrics* 204 (1997), S. 17–20
- [19] BICHURIN, M. I.: Proc. MEIPIC-4. In: *Ferroelectrics* 279–280 (2002)
- [20] BICHURIN, M. I. ; FILIPPOV, D. A. ; PETROV, V. M. ; LALETSIN, V. M. ; PADDUBNAYA, N. ; SRINIVASAN, G.: Resonance magnetoelectric effects in layered magnetostrictive-piezoelectric composites. In: *Phys. Rev. B* 68 (2003), Oct, 132408. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.68.132408>. – DOI 10.1103/PhysRevB.68.132408
- [21] BICKERMANN, M. ; SCHMIDT, S. ; EPELBAUM, B. M. ; HEIMANN, P. ; NAGATA, S. ; WINNACKER, A.: Wet KOH etching of freestanding AlN single crystals. In: *Journal of Crystal Growth* 300 (2007), Nr. 2, 299–307. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2006.12.037>. – DOI 10.1016/j.jcrysgro.2006.12.037. – ISSN 0022–0248
- [22] BLACKBURN, J. F. ; VOPSAROIU, M. ; CAIN, M. G.: Verified finite element simulation of multiferroic structures: Solutions for conducting and insulating systems. In: *Journal of Applied Physics* 104 (2008), 074104. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2988183>. – DOI 10.1063/1.2988183
- [23] BLACKBURN, J. F. ; VOPSAROIU, M. ; CAIN, M. G.: Verified finite element simulation of multiferroic structures: solutions for conducting and insulating systems. In: *Journal of Applied Physics* 104 (2008), S. 074104
- [24] BLANKERTZ, B. ; LOSCH, F. ; KRAULEDAT, M. ; DORNHEGE, G. ; CURIO, G. ; MÜLLER, K.-R.: The Berlin Brain Computer Interface: accurate performance from first-session in BCI-naïve subjects. In: *Trans. On Biomedical Engineering* 55 (2008), S. 2452–2462

-
- [25] BLOM, F. R. ; BOUWSTRA, S. ; ELWENSPOEK, M. ; FLUITMAN, J. H. J.: Dependence of the quality factor of micromachined silicon beam resonators on pressure and geometry. In: *J. Vac. Sci Technol. B* 10 (1992), S. 19–26
- [26] BOESHORE, S. E.: *Diss. Aluminum Nitride Thin Films on Titanium: Piezoelectric Transduction on a Metal Substrate*, University of California, Diss., 2006
- [27] BOLL, R. ; OVERSHOTT, K. J.: *Magnetic Sensors*. Chichester, West Sussex, New York : John Wiley & Sons, 2008. – ISBN 978–3–527–62058–6
- [28] BOOMGAARD, J. ; TERRELL, D. R. ; BORN, R. A. J. ; GILLER, H. F. J. I.: An in situ grown eutectic magnetoelectric composite material. In: *Journal of Materials Science* 9 (1974), 1705–1709. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00540770>. – DOI 10.1007/BF00540770. – ISSN 0022–2461
- [29] BOSCO, N. S. ; ZOK, F. W.: Critical interlayer thickness for transient liquid phase bonding in the Cu-Sn system. In: *Acta Materialia* 52 (2004), 2965–2972. <http://dx.doi.org/10.1016/j.actamat.2004.02.043>. – DOI 10.1016/j.actamat.2004.02.043. – ISSN 1359–6454
- [30] BOWYER, S. M. ; MORAN, J. E. ; WEILAND, B. J. ; MASON, K. M. ; GREENWALD, M. L. ; SMITH, B. J. ; BARKLEY, G. L. ; TEPLEY, N.: Language laterality determined by MEG mapping with MR-FOCUSS. In: *Epilepsy & Behavior* 6 (2005), 235–241. <http://dx.doi.org/10.1016/j.yebeh.2004.12.002>. – DOI 10.1016/j.yebeh.2004.12.002. – ISSN 1525–5050
- [31] BOZORTH, R. M.: *Ferromagnetism*. D. van Nostrand Company, 1951
- [32] BRISSAUD, M. ; LEDREN, S. ; GONNARD, P.: Modelling of a cantilever non-symmetric piezoelectric bimorph. In: *J. Micromech. Microeng.* 13 (2003), 832. <http://stacks.iop.org/0960-1317/13/i=6/a=306>
- [33] CAIN, S.R. ; WILCOX, J.R. ; VENKATRAMAN, R.: A diffusional model for transient liquid phase bonding. In: *Acta Materialia* 45 (1997), 701–707. [http://dx.doi.org/10.1016/S1359-6454\(96\)00188-7](http://dx.doi.org/10.1016/S1359-6454(96)00188-7). – DOI 10.1016/S1359-6454(96)00188-7. – ISSN 1359–6454
- [34] CALAME, F. ; MURALT, P.: Growth and properties of gradient free sol-gel lead zirconate titanate thin films. In: *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007), 062907. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2472529>. – DOI 10.1063/1.2472529
- [35] CHA, S. N. ; CHOUNG, J. Y. ; SONG, B. G. ; CHOI, J. M. ; HAN, I. T. ; PARK, N. S. ; JUNG, J. E. ; LEE, N. S. ; KIM, J. M. ; CHEE, J. K. ; HONG, J. P.: Improved performance of nonevaporable getter activated by a continuous wave infrared laser, *AVS*, 870-873
- [36] CHANG, C. ; LEE, Q. ; HO, C. ; KAO, C.: Cross-interaction between Au and Cu in Au/Sn/Cu ternary diffusion couples. In: *Journal of Electronic Materials* 35 (2006), 366–371. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02692458>. – ISSN 0361–5235

- [37] CHANG, F. I. ; YEH, R. ; LIN, G. ; CHU, P. B. ; HOFFMAN, E. ; KRUGLICK, E. J. J. ; PISTER, K. S. J. ; HECHT, H.: Gas-phase silicon micromachining with xenon difluoride. In: *Proc. SPIE* 2641 (1995), S. 117–28
- [38] CHANG, R. ; SPANOS, C. J.: Dishing-radius model of copper CMP dishing effects. In: *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing* 18 (2005), S. 297–303
- [39] CHEMIDPLUS LITE: *Tetramethylammonium hydroxide RN: 75-59-2*. Online: <http://chem.sis.nlm.nih.gov/chemidplus/ProxyServlet?objectHandle=DBMaint&actionHandle=default&nextPage=jsp/chemidlite/ResultScreen.jsp&TXTSUPERLISTID=0000075592>, November 2012
- [40] CHIU, K.-H. ; CHEN, J.-H. ; CHEN, H.-R. ; HUANG, R.-S.: Deposition and characterization of reactive magnetron sputtered aluminum nitride thin films for film bulk acoustic wave resonator. In: *Thin Solid Films* 515 (2007), 4819–4825. <http://dx.doi.org/10.1016/j.tsf.2006.12.181>. – DOI 10.1016/j.tsf.2006.12.181. – ISSN 0040–6090
- [41] CHOI, J.-J. ; RISAKU, R. ; MINAMI, K. ; ESASHI, M.: Silicon Angular Resonance Gyroscope by Deep ICPRIE and XeF₂ Gas Etching. In: *Proc IEEE MEMS* (1998), S. 322–332
- [42] CHOI, W.J. ; JEON, Y. ; JEONG, J.-H. ; SOOD, R. ; KIM, S.G.: Energy harvesting MEMS device based on thin film piezoelectric cantilevers. In: *Journal of Electroceramics* 17 (2006), 543–548. <http://dx.doi.org/10.1007/s10832-006-6287-3>. – DOI 10.1007/s10832-006-6287-3. – ISSN 1385–3449
- [43] CLAASSEN, J. ; MAYER, S. A. ; KOWALSKI, R. G. ; EMERSON, R. G. ; HIRSCH, L. J.: Detection of electrographic seizures with continuous EEG monitoring in critically ill patients. In: *Neurology* 62 (2004), 1743–1748. <http://dx.doi.org/10.1212/01.WNL.0000125184.88797.62>. – DOI 10.1212/01.WNL.0000125184.88797.62
- [44] CLARK, A. E. ; WUN-FOGLE, M. ; RESTORFF, J. B. ; LOGRASSO, T. A.: Magnetostrictive Properties of Gallenol Alloys Under Compressive Stress. In: *Materials Transactions* 43 (2002), S. 881–886
- [45] CLARK, A. E. ; WUN-FOGLE, M. ; RESTORFF, J. B. ; LOGRASSO, T. A. ; CULLEN, J. R.: Effect of quenching on the magnetostriction on Fe_{1-x}Ga_x (0.13x<0.21). In: *IEEE Transactions on Magnetism* 37 (2001), S. 2678–2680. <http://dx.doi.org/10.1109/20.951272>. – DOI 10.1109/20.951272. – ISSN 0018–9464
- [46] CLAUS, M.: *Entwicklung einer metallischen Niedertemperatur-Verbindungstechnik für Siliziumwafer*, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Diplomarbeit, 2011
- [47] COHEN, D.: Magnetoencephalography: detection of the brain's electrical activity with a superconducting magnetometer. In: *Science* 175 (1972), S. 664–666
- [48] COHEN, D. ; CUFFIN, B. N.: Demonstration of useful differences between magnetoencephalogram and electroencephalogram. In: *Electroencephalography and Clinical Neurophysiology* 56 (1983), Nr. 1, 38–51. [http://dx.doi.org/10.1016/0013-4694\(83\)90005-6](http://dx.doi.org/10.1016/0013-4694(83)90005-6). – DOI 10.1016/0013-4694(83)90005-6. – ISSN 0013–4694

-
- [49] CSEPREGI, L.: Micromechanics: A silicon microfabrication technology. In: *Microelectronic Engineering* 3 (1985), 221–234. [http://dx.doi.org/10.1016/0167-9317\(85\)90031-0](http://dx.doi.org/10.1016/0167-9317(85)90031-0). – DOI 10.1016/0167-9317(85)90031-0. – ISSN 0167-9317
- [50] CULLITY, B. D.: *Introduction to Magnetic Materials*. Addison-Wesley, 1972
- [51] DAPINO, M. J. ; SMITH, R. C. ; CALKINS, F. T. ; FLATAU, A. B.: A Coupled Magneto-mechanical Model for Magnetostrictive Transducers and its Applications to Villari-Effect Sensors. In: *Journal of Intelligent Material Systems and Structures* 13 (2002), S. 737–747
- [52] DEFENSE, US. D.: *Defense Test Method Standard Microcircuits MIL-STD-883G*. <http://www.landandmaritime.dla.mil/Downloads/MilSpec/Docs/MIL-STD-883/std883.pdf>, März 2003
- [53] DEY, S. K. ; ZULEEG, R.: Integrated sol-gel PZT thin-films on Pt, Si, and GaAs for non-volatile memory applications. In: *Ferroelectrics* 108 (1990), 37–46. <http://dx.doi.org/10.1080/00150199008018730>. – DOI 10.1080/00150199008018730
- [54] DONG, S. ; LI, J.-F. ; VIEHLAND, D.: Longitudinal and transverse magnetoelectric voltage coefficients of magnetostrictive/piezoelectric laminate composite: theory. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 50 (2003), oct., Nr. 10, S. 1253–1261. <http://dx.doi.org/10.1109/TUFFC.2003.1244741>. – DOI 10.1109/TUFFC.2003.1244741. – ISSN 0885-3010
- [55] DONG, S. ; LI, J.-F. ; VIEHLAND, D.: Ultrahigh magnetic field sensitivity in laminates of TERFENOL-D and $\text{Pb}(\text{Mg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3)\text{-PbTiO}_3$ crystals. In: *Applied Physics Letters* 83 (2003), 2265–2267. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1611276>. – DOI 10.1063/1.1611276
- [56] DONG, S. ; LI, J.-F. ; VIEHLAND, D.: Longitudinal and transverse magnetoelectric voltage coefficients of magnetostrictive/ piezoelectric laminate composite: experiments. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 51 (2004), S. 794–799. <http://dx.doi.org/10.1109/TUFFC.2004.1320738>. – DOI 10.1109/TUFFC.2004.1320738. – ISSN 0885-3010
- [57] DONG, S. ; LI, J.-F. ; VIEHLAND, D.: Vortex magnetic field sensor based on ring-type magnetoelectric laminate. In: *Appl. Phys. Lett.* 85 (2004), 2307–2309. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1791732>. – DOI 10.1063/1.1791732
- [58] DONG, S. ; ZHAI, J. ; BAI, F. ; LI, J.-F. ; VIEHLAND, D.: Push-pull mode magnetostrictive/piezoelectric laminate composite with an enhanced magnetoelectric voltage coefficient. In: *Appl. Phys. Lett.* 87 (2005), 062502. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2007868>. – DOI 10.1063/1.2007868
- [59] DONG, S. ; ZHAI, J. ; LI, J. ; VIEHLAND, D.: Near-ideal magnetoelectricity in high-permeability magnetostrictive/piezofiber laminates with a (2-1) connectivity. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), 252904. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2420772>. – DOI 10.1063/1.2420772

- [60] DONG, S. ; ZHAI, J. ; WANG, N. ; BAI, F. ; LI, J.-F. ; VIEHLAND, D. ; LOGRASSO, T. A.: Fe–Ga/Pb(Mg_{1/3}Nb_{2/3})O₃–PbTiO₃ magnetoelectric laminate composites. In: *Appl. Phys. Lett.* 87 (2005), 222504. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2137455>. – DOI 10.1063/1.2137455
- [61] DU PONT: *EKC 830*. <http://www.mtl.umn.edu/safety/MSDS/MSDS%20Sheets/Developers/EKC830%20MSDS.pdf>, Oktober 2012
- [62] DUBOIS, M.-A. ; BILLARD, C. ; MULLER, C. ; PARAT, G. ; VINCENT, P.: Integration of high-Q BAW resonators and filters above IC. In: *Solid-State Circuits Conference, 2005. Digest of Technical Papers. ISSCC. 2005 IEEE International*, 2005. – ISSN 0193–6530, S. 392 –606 Vol. 1
- [63] DUBOIS, M. A. ; MURALT, P.: Stress and piezoelectric properties of aluminum nitride thin films deposited onto metal electrodes by pulsed direct current reactive sputtering. In: *J. Appl. Phys.* 89 (2001), S. 6389–6395
- [64] DZYALOSHINSKII, I.E.: In: *Sov. Phys.-JETP* 10 (1959), 628 S
- [65] EERENSTEIN, W. ; MATHUR, N. D. ; SCOTT, J. F.: Multiferroic and magnetoelectric materials. In: *Nature* 442 (2006), S. 759–765
- [66] ENGELMARK, F. ; IRIARTE, G. F. ; KATARDJIEV, I. V. ; OTTOSSON, M. ; MURALT, P. ; BERG, S.: Structural and electroacoustic studies of AlN thin films during low temperature radio frequency sputter deposition. In: *J. Vac. Sci Technol. A* 19 (2001), 2664–2669. <http://dx.doi.org/10.1116/1.1399320>. – DOI 10.1116/1.1399320
- [67] EULER, L.: Découverte dun nouveau principe de mécanique. In: *Memoires de l'Academie royal des sciences* 6 (1752), S. 185
- [68] FANG, Z.: *Diss. Ultra Sensitive Magnetic Sensors Integrating The Giant Magneto-electric Effect With Advanced Microelectronics*, Pennsylvania State University, Diss., 2011
- [69] FARRENS, S.: *SUSS MicroTec AG: Metal Based Wafer Bonding Techniques for Wafer Level Packaging*. http://www.suss.com/fileadmin/user_upload/technical_publications/WP_Metal_Based_Wafer_Bonding_Techniques_for_Wafer_Level_Packaging_1209.pdf, Dezember 2009
- [70] FERGEN, I.: *Diss. Entwicklung, Herstellung und Charakterisierung weichmagnetischer Dünnschichten für Hochfrequenz-Anwendungen*, Universität Karlsruhe, Diss., 2003
- [71] FIEBIG, M.: Revival of the magnetoelectric effect. In: *Journal of Physics D* 38 (2005), S. R123
- [72] FIEBIG, M. ; EREMENKO, V.V. ; CHUPIS, I.E.: Magnetoelectric Interaction Phenomena in Crystals. In: *Proceedings of MEIPIC-5* (2003), September
- [73] FONER, S.: Versatile and Sensitive Vibrating-Sample Magnetometer. In: *Rev. Sci. Instrum.* 30 (1959), S. 548–557

- [74] FRANCOMBE, H. ; KRISHNASWAMY, S. V.: Growth and properties of piezoelectric and ferroelectric films. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 8 (1990), S. 1382–1390
- [75] FUFLYIGIN, V. ; SALLEY, E. ; OSINSKY, A. ; NORRIS, P.: Pyroelectric properties of AlN. In: *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000), Nr. 19, 3075–3077. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1324726>. – DOI 10.1063/1.1324726
- [76] FUJIFLM: *Material Safety Sheet OPD 4262*. http://alemis.us.airliquide.com/ChemSafe/MSDS/Image/128785_1.PDF, Oktober 2012
- [77] FUJITSUKA, N. ; HAMAGUCHI, K. ; FUNABASHI, H. ; KAWASAKI, E. ; FUKADA, T.: Silicon anisotropic etching without attacking aluminum with Si and oxidizing agent dissolved in TMAH solution. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 114 (2004), 510–515. <http://dx.doi.org/10.1016/j.sna.2003.11.013>. – DOI 10.1016/j.sna.2003.11.013. – ISSN 0924–4247
- [78] FURTSCH, M. ; OFFENBERG, M. ; VILA, A. ; CORNET, A. ; MORANTE, J.R.: Texture and stress profile in thick polysilicon films suitable for fabrication of microstructures. In: *Thin Solid Films* 296 (1997), 177–180. [http://dx.doi.org/10.1016/S0040-6090\(96\)09341-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0040-6090(96)09341-8). – DOI 10.1016/S0040-6090(96)09341-8. – ISSN 0040–6090
- [79] GALLEGO-PEREZ, D. ; FERRELL, N. ; HIGUITA-CASTRO, N. ; HANSFORD, D.: Versatile methods for the fabrication of polyvinylidene fluoride microstructures. In: *Biomedical Microdevices* 12 (2010), S. 1009–1017. – ISSN 1387–2176
- [80] GALLEN, C. C. ; HIRSCHKOFF, E. C. ; BUCHANAN, D. S.: Magnetoencephalography and magnetic source imaging. Capabilities and limitations. In: *Neuroimaging Clin. North Am.* 5 (1995), S. 227–249
- [81] GETZLAFF, M.: *Fundamentals of Magnetism*. 1. Aufl. Berlin, Heidelberg : Springer, 2007. – ISBN 978–3–540–31150–8
- [82] GONSKA, J.: *Mikromechanische Biegebalken als hochsensitive Sensoren*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau, Diss., 2009
- [83] GOSÁLVEZ, M. A.: *Diss. Atomistic modelling of anisotropic etching of crystalline silicon*, Helsinki University of Technology, Diss., 2003. <http://dx.doi.org/ISBN:951-22-6707-1>. – Elektronische Ressource. – DOI ISBN: 951–22–6707–1
- [84] GOSÁLVEZ, M. A. ; NIEMINEN, R. M.: Surface morphology during anisotropic wet chemical etching of crystalline silicon. In: *New Journal of Physics* 5 (2003), 100. <http://stacks.iop.org/1367-2630/5/i=1/a=400>
- [85] GOSÁLVEZ, M. A. ; SATO, K. ; FOSTER, A. S. ; NIEMINEN, R. M. ; TANAKA, H.: An atomistic introduction to anisotropic etching. In: *J. Micromech. Microeng.* 17 (2007), S1. <http://stacks.iop.org/0960-1317/17/i=4/a=S01>
- [86] GREVE, H. ; WOLTERMANN, E. ; JAHNS, R. ; MARAUSKA, S. ; WAGNER, B. ; KNÖCHEL, R. ; WUTTIG, M. ; QUANDT, E.: Low damping resonant magnetoelectric sensors. In: *Appl. Phys. Lett.* 97 (2010), S. 152503. – ISSN 0003–6951

- [87] GREVE, H. ; WOLTERMANN, E. ; QUENZER, H.-J. ; WAGNER, B. ; QUANDT, E.: Giant magnetoelectric coefficients in $(\text{Fe}_{90}\text{Co}_{10})_{78}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -AlN thin film composites. In: *Appl. Phys. Lett.* 96 (2010), S. 182501
- [88] GUEGUEN, P. ; VENTOSA, C. ; CIOCCIO, L. D. ; MORICEAU, H. ; GROSSI, F. ; RIVOIRE, M. ; LEDUC, P. ; CLAVELIER, L.: Physics of direct bonding: Applications to 3D heterogeneous or monolithic integration. In: *Microelectronic Engineering* 87 (2010), Nr. 3, 477–484. <http://dx.doi.org/10.1016/j.mee.2009.07.030>. – DOI 10.1016/j.mee.2009.07.030. – ISSN 0167–9317
- [89] GUO, M. ; DONG, S.: A resonance-bending mode magnetoelectric-coupling equivalent circuit. In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control* 56 (2009), S. 2578–2586. – ISSN 0885–3010
- [90] H.-C. LEE, J.-Y. L.: Effect of negative bias voltage on the microstructures of AlN thin films fabricated by reactive r.f. magnetron sputtering. In: *Journal of Materials Science: Materials in Electronics* 8 (1997), 385–390. <http://dx.doi.org/10.1023/A:1018551726015>. – ISSN 0957–4522
- [91] HÄMÄLÄINEN, M. ; HARI, R. ; ILMONIEMI, R. J. ; KNUUTILA, J. ; LOUNASMAA, O. V.: Magnetoencephalography–theory, instrumentation, and applications to noninvasive studies of the working human brain. In: *Rev. Mod. Phys.* 65 (1993), 413–497. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.65.413>. – DOI 10.1103/RevModPhys.65.413
- [92] HAN, S. M. ; BENAROYA, H. ; WEI, T.: DYNAMICS OF TRANSVERSELY VIBRATING BEAMS USING FOUR ENGINEERING THEORIES. In: *Journal of Sound and Vibration* 225 (1999), Nr. 5, 935–988. <http://dx.doi.org/10.1006/jsvi.1999.2257>. – DOI 10.1006/jsvi.1999.2257. – ISSN 0022–460X
- [93] HANED, N. ; MISSOUS, M.: Nano-tesla magnetic field magnetometry using an In-GaAs–AlGaAs–GaAs 2DEG Hall sensor. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 102 (2003), 216–222. [http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247\(02\)00386-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247(02)00386-2). – DOI 10.1016/S0924-4247(02)00386-2. – ISSN 0924–4247
- [94] HE, P. ; ZHANG, J. ; ZHOU, R. ; LI, X.: Diffusion Bonding Technology of Titanium Alloy to a Stainless Steel Web With an Ni Interlayer. In: *Materials characterization* 43 (1999), S. 287–292
- [95] HEFFELFINGER, R. ; MEDLIN, D. L. ; MCCARTY, K. F.: On the initial stages of AlN thin-film growth onto (0001) oriented Al_2O_3 substrates by molecular beam epitaxy. In: *Journal of Applied Physics* 85 (1999), S. 466–472
- [96] HOIVIK, N. ; WANG, K. ; AASMUNDTVEIT, K. ; SALOMONSEN, G. ; LAPADATU, A. ; KITILSLAND, G. ; STARK, B.: Fluxless wafer-level Cu-Sn bonding for micro- and nanosystems packaging. In: *Proc. Electronic System-Integration Technology Conference* 3 (2010), S. 1–5
- [97] HOPPE, B.: *Mikroelektronik. 2. Herstellungsprozesse für integrierte Schaltungen*. Vogel-Verl., 1998. – ISBN 978–3–802–31588–6

- [98] HWA, R. C. ; FERREE, T. C.: Stroke detection based on the scaling properties of human EEG. In: *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications* 338 (2004), S. 246–254. – ISSN 0378–4371
- [99] IBBOTSON, D. E. ; FLAMM, D. L. ; MUCHA, J. A. ; DONNELLY, V. M.: Comparison of XeF₂ and F-atom reactions with Si and SiO₂. In: *Appl. Phys. Lett.* 44 (1984), S. 1129–1131
- [100] IBORRA, E. ; OLIVARES, J. ; CLEMENT, M. ; VERGARA, L. ; SANZ-HERVÁS, A. ; SANGRADOR, J.: Piezoelectric properties and residual stress of sputtered AlN thin films for MEMS applications. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 115 (2004), 501–507. <http://dx.doi.org/10.1016/j.sna.2004.03.053>. – DOI 10.1016/j.sna.2004.03.053. – ISSN 0924–4247
- [101] IMPREGNA: *Impregna*. <http://www.impregna.ch/Der%20Gitterschnitt.pdf>, August 2011
- [102] IWATA, S. ; NANJO, Y. ; OKUNO, T. ; KURAI, S. ; TAGUCHI, T.: Growth and optical properties of AlN homoepitaxial layers grown by ammonia-source molecular beam epitaxy. In: *Journal of Crystal Growth* 301–302 (2007), 461–464. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2006.11.083>. – DOI 10.1016/j.jcrysgro.2006.11.083. – ISSN 0022–0248
- [103] JABAUDON, D. ; SZTAJZEL, J. ; SIEVERT, K. ; LANDIS, T. ; SZTAJZEL, R.: Usefulness of Ambulatory 7-Day ECG Monitoring for the Detection of Atrial Fibrillation and Flutter After Acute Stroke and Transient Ischemic Attack. In: *Stroke* 35 (2004), S. 1647–1651
- [104] JAHNS, R. ; GREVE, H. ; WOLTERMANN, E. ; QUANDT, E. ; KNÖCHEL, R.: Sensitivity enhancement of magnetoelectric sensors through frequency-conversion. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 183 (2012), Nr. 0, 16–21. <http://dx.doi.org/10.1016/j.sna.2012.05.049>. – DOI 10.1016/j.sna.2012.05.049. – ISSN 0924–4247
- [105] JAHNS, R. ; GREVE, H. ; WOLTERMANN, E. ; QUANDT, E. ; KNÖCHEL, R.H.: Noise Performance of Magnetometers With Resonant Thin-Film Magnetoelectric Sensors. In: *Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on* 60 (2011), S. 2995–3001. – ISSN 0018–9456
- [106] JAHNS, R. ; KNOCH, R. ; GREVE, H. ; WOLTERMANN, E. ; LAGE, E. ; QUANDT, E.: Magnetoelectric sensors for biomagnetic measurements. In: *Medical Measurements and Applications Proceedings (MeMeA), 2011 IEEE International Workshop on*, 2011, S. 107–110
- [107] JAKKARAJU, R. ; HENN, G. ; SHEARER, C. ; HARRIS, M. ; RIMMER, N. ; RICH, P.: Integrated approach to electrode and AlN depositions for bulk acoustic wave (BAW) devices. In: *Microelectronic Engineering* 70 (2003), 566–570. [http://dx.doi.org/10.1016/S0167-9317\(03\)00386-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0167-9317(03)00386-1). – DOI 10.1016/S0167-9317(03)00386-1. – ISSN 0167–9317

- [108] JAMBUNATHAN, M. ; KARAKAYA, K. ; ELFRINK, R. ; VULLERS, R. ; SCHAIJK, R. van: Influence of poling on RF and pulsed DC sputtered PZT thin films. In: *2011 International Symposium on Piezoresponse Force Microscopy and Nanoscale Phenomena in Polar Materials*, 2011
- [109] JONES, G.A. ; BONNETT, P. ; PARKER, S. F. H.: Crystallization kinetics of the amorphous magnetic material 2605 CO ($\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$). In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 58 (1986), 216–226. [http://dx.doi.org/10.1016/0304-8853\(86\)90440-3](http://dx.doi.org/10.1016/0304-8853(86)90440-3). – DOI 10.1016/0304-8853(86)90440-3. – ISSN 0304-8853
- [110] JOUL, J. P.: On a New Class of Magnetic Forces. In: *Ann. Electr. Magn. Chem.* 8 (1842), S. 219–224
- [111] KÁDÁR, Z. ; BOSSCHE, A. ; MOLLINGER, J.: Integrated resonant magnetic-field sensor. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 41 (1994), 66–69. [http://dx.doi.org/10.1016/0924-4247\(94\)80088-X](http://dx.doi.org/10.1016/0924-4247(94)80088-X). – DOI 10.1016/0924-4247(94)80088-X. – ISSN 0924-4247
- [112] KAR, J. P. ; MUKHERJEE, S. ; BOSE, G. ; TULI, S. ; MYOUNG, J. M.: Impact of post-deposition annealing on surface, bulk and interface properties of RF sputtered AlN films. In: *Materials Science and Technology* 25 (2009), S. 1023–1027
- [113] KAR, J.P. ; BOSE, G. ; TULI, S.: Influence of nitrogen concentration on grain growth, structural and electrical properties of sputtered aluminum nitride films. In: *Scripta Materialia* 54 (2006), 1755–1759. <http://dx.doi.org/10.1016/j.scriptamat.2006.01.038>. – DOI 10.1016/j.scriptamat.2006.01.038. – ISSN 1359-6462
- [114] KARAKAYA, K. ; RENAUD, M. ; GOEDBLOED, M. ; SCHAIJK, R. van: The effect of the built-in stress level of AlN layers on the properties of piezoelectric vibration energy harvesters. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 18 (2008), 104012. <http://stacks.iop.org/0960-1317/18/i=10/a=104012>
- [115] KERR, J.: On Rotation of the Plane of the Polarization by Reflection from the Pole of a Magnet. In: *Philosophical Magazine* 3 (1877), S. 321–343
- [116] KETCHAM, R.S. ; KLINE, G.R. ; LAKIN, K.M.: Performance of TFR filters under elevated power conditions. In: *Proc. Frequency Control Symposium* 42 (1988), S. 106–111
- [117] KIM, D. ; KIM, J. ; WANG, G. L. ; LEE, C. C.: Nucleation and growth of intermetallics and gold clusters on thick tin layers in electroplating process. In: *Materials Science and Engineering: A* 393 (2005), 315–319. <http://dx.doi.org/10.1016/j.msea.2004.11.022>. – DOI 10.1016/j.msea.2004.11.022. – ISSN 0921-5093
- [118] KIM, K. ; LAMBRECHT, W. R. L. ; SEGALL, B.: Elastic constants and related properties of tetrahedrally bonded BN, AlN, GaN, and InN. In: *Phys. Rev. B* 53 (1996), 16310–16326. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.53.16310>. – DOI 10.1103/PhysRevB.53.16310

-
- [119] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Deutschland : Oldenbourg, 1999. – ISBN 978-3-486-23843-3
- [120] KLEMMER, T.J. ; ELLIS, K. A. ; CHEN, L. H. ; DOVER, R. B. ; JIN, S.: Ultrahigh frequency permeability of sputtered Fe-Co-B thin films. In: *J. Appl. Phys.* 87 (2000), S. 830–833
- [121] KLINGBEIL, L. S. ; WILSON, M. R.: Manufacturing concerns of reactively sputtered aluminum nitride. In: *Proc. International conference on GaAs Manufacturing Technology* (1996), S. 195–198
- [122] KLOKHOLM, E.: The measurement of magnetostriction in ferromagnetic thin films. In: *IEEE Trans. Magn.* 12 (1976), S. 819–821
- [123] KNECHTEL, R.: *Halbleiterwaferbondverbindungen mittels strukturierter Glaszwischen-schichten zur Verkapselung oberflächenmikromechanischer Sensoren auf Wafereben*, Technischen Universität Chemnitz, Diss., 2004
- [124] KNELLER, E.: *Ferromagnetismus*. Springer-Verlag, 1962
- [125] KOCH, H.: Recent advances in magnetocardiography. In: *Journal of Electrocardiology* 37 (2004), S. 117–122. – ISSN 0022-0736
- [126] KÖHLER, M.: *Etching in Microsystem Technology*. John Wiley & Sons <http://books.google.de/books?id=F-8S1tAKSF8C>. – ISBN 9783527295616
- [127] KOPITZKI, K. ; HERZOG, P.: *Einführung in die Festkörperphysik*. 5. Wiesbaden : Teubner, 2004. – ISBN 978-3-519-43083-4
- [128] KRUPA, K. ; JÓZWIK, M. ; GORECKI, C. ; ANDREI, A. ; NIERADKO, Ł. ; DELOBELLE, P. ; HIRSINGER, L.: Static and dynamic characterization of AlN-driven microcantilevers using optical interference microscopy. In: *Optics and Lasers in Engineering* 47 (2009), 211–216. <http://dx.doi.org/10.1016/j.optlaseng.2008.05.001>. – DOI 10.1016/j.optlaseng.2008.05.001. – ISSN 0143-8166
- [129] KUMAR, S. ; HANDWERKER, C. ; DAYANANDA, M.: Intrinsic and Interdiffusion in Cu-Sn System. In: *Journal of Phase Equilibria and Diffusion* 32 (2011), 309–319. <http://dx.doi.org/10.1007/s11669-011-9907-9>. – 10.1007/s11669-011-9907-9. – ISSN 1547-7037
- [130] KUSAKA, K. ; TANIGUCHI, D. ; HANABUSA, T. ; TOMINAGA, K.: Effect of sputtering gas pressure and nitrogen concentration on crystal orientation and residual stress in sputtered AlN films. In: *Vacuum* 66 (2002), 441–446. [http://dx.doi.org/10.1016/S0042-207X\(02\)00168-9](http://dx.doi.org/10.1016/S0042-207X(02)00168-9). – DOI 10.1016/S0042-207X(02)00168-9. – ISSN 0042-207X
- [131] LACHEISSERIE, E. du Trémolet de ; PEUZIN, J. C.: Magnetostriction and internal stresses in thin films: the cantilever method revisited. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 136 (1994), 189–196. [http://dx.doi.org/10.1016/0304-8853\(94\)90464-2](http://dx.doi.org/10.1016/0304-8853(94)90464-2). – DOI 10.1016/0304-8853(94)90464-2. – ISSN 0304-8853

- [132] LANZ, R. ; LAMBERT, C. ; SENN, L. ; GABATHULER, L. ; REYNOLDS, G.J.: P1J-9 Aluminum-Nitride Manufacturing Solution for BAW and other MEMS Applications Using a Novel, High-Uniformity PVD Source. In: *Proc. IEEE Ultrasonics Symposium* (2006), Oktober, S. 1481–1485. – ISSN 1051–0117
- [133] LARSON, J. I. ; RUBY, R. ; BRADLEY, P. ; WEN, J. ; KOK, S.-L. ; CHIEN, A. I.: Power handling and temperature coefficient studies in FBAR duplexers for the 190 1900 MHz PCS band. In: *Proc. IEEE Ultrasonics symposium 1* (2000), S. 869–874
- [134] LEE, B. ; SEOK, S. ; CHUN, K.: A study on wafer level vacuum packaging for MEMS devices. In: *J. Micromech. Microeng.* 13 (2003), S. 663
- [135] LEE, S. B. ; BABIĆ, D.: Investigation of Al Selectivity in Si-Doped Tetramethylammonium Hydroxide Solutions by Raman Spectroscopy. In: *Journal of The Electrochemical Society* 146 (1999), 4213–4218. <http://dx.doi.org/10.1149/1.1392616>. – DOI 10.1149/1.1392616
- [136] LENDECKE, P.: *Diss. Hall micromagnetometry of ferromagnetic nanostructures*, Universität Hamburg, Diss., 2009
- [137] LI, F. ; FANG, Z. ; MISRA, R. ; TADIGADAPA, S. ; ZHANG, Q. ; DATTA, S.: Giant magnetoelectric effect in nanofabricated $\text{Pb}(\text{Zr}_{0.52}\text{Ti}_{0.48})\text{O}_3\text{-Fe}_{85}\text{B}_5\text{Si}_{10}$ cantilevers and resonant gate transistors. In: *Device Research Conference (DRC), 2011 69th Annual*, 2011. – ISSN 1548–3770, S. 69–70
- [138] LIAKOPOULOS, T. M. ; AHN, C. H.: A micro-fluxgate magnetic sensor using micromachined planar solenoid coils. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 77 (1999), Nr. 1, 66–72. [http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247\(99\)00186-7](http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247(99)00186-7). – DOI 10.1016/S0924-4247(99)00186-7. – ISSN 0924–4247
- [139] LIN, W. T. ; MENG, L. C. ; CHEN, G. J.: Epitaxial growth of cubic AlN films on (100) and (111) silicon by pulsed laser ablation. In: *Appl. Phys. Lett.* 66 (1995), S. 2066–2068
- [140] LINDROOS, V. ; TILLI, M. ; LEHTO, A. ; MOTOOKA, T.: *Handbook of Silicon Based MEMS Materials and Technologies*. William Andrew/Elsevier (Micro & Nano Technologies). <http://books.google.de/books?id=BLMiELHNj9sC>. – ISBN 9780815515944
- [141] LINFENG, Z. ; AL-HOMOUDI, I. A. ; RAHMAN, H. ; MCCULLEN, E. F. ; RIMAI, L. J. ; BAIRD, R. J. ; NAIK, R. ; NEWAZ, G. ; AUNER, G. W. ; NG, K. Y. S.: Performance of a MIS Type Pd-Cr/AlN/Si Hydrogen Sensor. In: *MRS Proceedings* (2004), S. A5.4–828. <http://dx.doi.org/doi:10.1557/PROC-828-A5.4>. – DOI doi:10.1557/PROC-828-A5.4
- [142] LO, C. W. ; SHUH, D. K. ; CHAKARIAN, V. ; DURBIN, T. D. ; VAREKAMP, P. R. ; YARMOFF, J. A.: XeF_2 etching of Si(111): The geometric structure of the reaction layer. In: *Phys. Rev. B* 47 (1993), Jun, 15648–15659. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.47.15648>. – DOI 10.1103/PhysRevB.47.15648

-
- [143] LOEBL, H. P. ; KLEE, M. ; METZMACHER, C. ; BRAND, W. ; MILSOM, R. ; LOK, P.: Piezoelectric thin AlN films for bulk acoustic wave (BAW) resonators. In: *Materials Chemistry and Physics* 79 (2003), 143–146. [http://dx.doi.org/10.1016/S0254-0584\(02\)00252-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0254-0584(02)00252-3). – DOI 10.1016/S0254-0584(02)00252-3. – ISSN 0254-0584
- [144] M. FÜRTSCH: *Diss. Mechanical Properties of Thick Polycrystalline Silicon Films Suitable for Surface Micromachining*, Universität Duisburg, Diss., 1999
- [145] M. ILLING, J. M.: Microsystems for the Automotive Industry. In: *Proc. Int. Electron Devices Meeting, San Francisco* (2000)
- [146] MACDONALD, W. D.: *Diss. Kinetics of Transient-Liquid Phase Bonding*, MIT, Diss., 1993
- [147] MACDONALD, W. D. ; EAGAR, T. W.: Transient Liquid Phase Bonding. In: *Annual Review of Materials Science* 22 (1992), 23–46. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.ms.22.080192.000323>. – DOI 10.1146/annurev.ms.22.080192.000323
- [148] MADOU, M. J.: *Fundamentals of Microfabrication*. 2. CRC Press, 2002
- [149] MALUF, N. ; WILLIAMS, K.: *Introduction to Microelectromechanical Systems Engineering*. Artech House (Microelectromechanical Systems Series). <http://books.google.de/books?id=20j7IaDK10UC>. – ISBN 9781580535908
- [150] MAPPS, D.J.: Magnetoresistive sensors. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 59 (1997), 9–19. [http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247\(97\)80142-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247(97)80142-2). – DOI 10.1016/S0924-4247(97)80142-2. – ISSN 0924-4247
- [151] MARQUARDT, D.W.: An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters. In: *J. of the Society for Industrial and Applied Mathematics* 11 (1963), S. 431–441
- [152] MARTIN, F. ; MURALT, P. ; DUBOIS, M. A.: Thickness dependence of properties of highly c-axis textured AlN thin films. In: *J. Vac. Sci. Technol.* 22 (2004), S. 361–365
- [153] MARTIN, F. ; MURALT, P. ; DUBOIS, M.-A.: Process optimization for the sputter deposition of molybdenum thin films as electrode for AlN thin films. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 24 (2006), 946–952. <http://dx.doi.org/10.1116/1.2201042>. – DOI 10.1116/1.2201042
- [154] MARTIN, R. M.: Piezoelectricity. In: *Phys. Rev. B* 5 (1972), 1607–1613. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.5.1607>. – DOI 10.1103/PhysRevB.5.1607
- [155] MATLJASEVIC, G. ; LEE, C.: Void-free Au-Sn eutectic bonding of GaAs dice and its characterization using scanning acoustic microscopy. In: *Journal of Electronic Materials* 18 (1989), 327–337. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02657425>. – ISSN 0361-5235
- [156] MCCORD, J. ; FASSBENDER, J. ; FROMMBERGER, M. ; LIEDKE, M.O. ; SCHAFER, R. ; QUANDT, E.: Magnetic properties and domain formation in amorphous films anisotropy patterned by ion irradiation. In: *Digests of the IEEE International Magnetics Conference INTERMAG*, 2005, S. 1527–1528

- [157] MCNAUGHT, A. D. ; WILKINSON, A.: *Compendium of Chemical Terminology*. Bd. 2. Oxford : Blackwell Scientific Publications, 1997
- [158] MEEKS, S. W. ; HILL, J. C.: Piezomagnetic and elastic properties of metallic glass alloys $\text{Fe}_{67}\text{Co}_{18}\text{B}_{14}\text{Si}_1$ and $\text{Fe}_{81}\text{B}_{13.5}\text{Si}_{3.5}\text{C}_2$. In: *J. Appl. Phys.* 54 (1983), S. 6584–6593
- [159] MERZ, P. ; REIMER, K. ; WEISS, M. ; SCHWARZELBACH, O. ; SCHRÖDER, C. ; GIAMBASTIANI, A. ; ROCCHI, A. ; HELLER, M.: Combined MEMS inertial sensors for IMU applications. In: *Proc. MEMS* 23 (2010), S. 488–491
- [160] MESSIER, R. ; GIRI, A.P. ; ROY, R.A.: Revised structure zone model for thin film physical structure. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 2 (1984), S. 500–503
- [161] METGLAS INC.: *Technical Bulleting Metglas(R) Magnetic Alloy (2605SA1, 2605S3A, 2705M, 2714A, 2826MB)*. http://www.metglas.com/products/page5_1_2.htm, Oktober 2012
- [162] METZGER, L.: *Diss. Silizium-Opferschichttechnologie für die Herstellung von Sensoren in Oberflächenmikromechnik*, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, Diss., 2003
- [163] MICROCHEMICALS: *Technical Bulletin, Wet-Chemical Etching of Silicon*. www.microchemicals.eu/technical_information, 2012
- [164] MOFFETT, M. B. ; CLARK, A. E. ; WUN-FOGLE, M. ; LINBERG, J. ; TETER, J. P. ; McLAUGHLIN, E. A.: Characterization of Terfenol-D for magnetostrictive transducers. In: *The Journal of the Acoustical Society of America* 89 (1991), 1448–1455. <http://dx.doi.org/10.1121/1.400678>. – DOI 10.1121/1.400678
- [165] MORI, K. ; WUTTIG, M.: Magnetolectric coupling in Terfenol-D/polyvinylidenedifluoride composites. In: *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002), 100–101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1491006>. – DOI 10.1063/1.1491006
- [166] MURALT, P.: Piezoelectric thin films for mems. In: *Integrated Ferroelectrics* 17 (1997), 297–307. <http://dx.doi.org/10.1080/10584589708013004>. – DOI 10.1080/10584589708013004
- [167] MURALT, P.: PZT Thin Films for Microsensors and Actuators: Where Do We Stand? In: *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 47 (2000), S. 903–915
- [168] MURALT, P. ; ANTIFAKOS, J. ; CANTONI, M. ; LANZ, R. ; MARTIN, F.: Is there a better material for thin film BAW applications than AlN? In: *Ultrasonics Symposium, 2005 IEEE* Bd. 1, 2005. – ISSN 1051–0117, S. 315–320
- [169] MUTHURAMAN, M. ; RAETHJEN, J. ; HELLRIEGE, H. ; DEUSCHL, G. ; HEUTE, U.: Imaging coherent sources of tremor related EEG activity in patients with Parkinson’s disease. In: *Proc IEEE Eng Med Biol Soc.* 30 (2008), S. 4716–4719
- [170] NAEI, K. ; BRAND, O.: Dimensional considerations in achieving large quality factors for resonant silicon cantilevers in air. In: *J. Appl. Phys.* 150 (2009), S. 014908

- [171] NAN, C.-W.: Magnetoelectric effect in composites of piezoelectric and piezomagnetic phases. In: *Phys. Rev. B* 50 (1994), 6082–6088. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.50.6082>. – DOI 10.1103/PhysRevB.50.6082
- [172] NAN, C.-W. ; BICHURIN, M. I. ; DONG, S. ; VIEHLAND, D. ; SRINIVASAN, G.: Multiferric magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions. In: *Journal of Applied Physics* 103 (2008), 031101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2836410>. – DOI 10.1063/1.2836410
- [173] NAN, C.-W. ; LI, M. ; HUANG, J. H.: Calculations of giant magnetoelectric effects in ferroic composites of rare-earth-iron alloys and ferroelectric polymers. In: *Phys. Rev. B* 63 (2001), 144415. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.63.144415>. – DOI 10.1103/PhysRevB.63.144415
- [174] NEWNHAM, R. E.: *Structure-property relations* -. Berlin Heidelberg New York : Springer-Verlag, 1975. – ISBN 978-0-387-07124-4
- [175] NEWNHAM, R.E. ; SKINNER, D.P. ; CROSS, L.E.: Connectivity and piezoelectric-pyroelectric composites. In: *Materials Research Bulletin* 13 (1978), 525–536. [http://dx.doi.org/10.1016/0025-5408\(78\)90161-7](http://dx.doi.org/10.1016/0025-5408(78)90161-7). – DOI 10.1016/0025-5408(78)90161-7. – ISSN 0025-5408
- [176] NOREIKA, A. J. ; FRANCOMBE, M. H. ; ZEITMAN, S. A.: Dielectric Properties of Reactively Sputtered Films of Aluminium Nitride. In: *J. Vac. Sci. Tech.* 6 (1969), S. 194–197
- [177] NOWAK, H.: *Biomagnetic Instrumentation*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA. <http://dx.doi.org/10.1002/9783527610174.ch2b>. <http://dx.doi.org/10.1002/9783527610174.ch2b>. – ISBN 9783527610174
- [178] NOWAK, H. ; STRÄHMEL, E. ; GIESSLER, F. ; RINNEBERG, G. ; HAUEISEN, J.: Sensitive Magnetic Sensors without Cooling in Biomedical Engineering. In: *Biomed. Technik* 48 (2002), S. 2–10
- [179] OFFENBERG, M. ; ELSNER, B. ; LÄRMER, F.: Vapor HF etching for sacrificial oxide removal in surface micromachining. In: *Proc. Electrochem. Soc. Fall Meeting* 94 (1994), S. 1056–1057
- [180] OKAMOTO, H. ; MASSALSKI, T.: The Au-Sn (Gold-tin) system. In: *Journal of Phase Equilibria* 5 (1984), 492–503. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02872904>. – -. – ISSN 1054-9714
- [181] OLIVER, W. C. ; PHARR, G. M.: An improved technique for determining hardness and elastic modulus using load and displacement sensing indentation experiments. In: *Journal of Materials Research* 7 (1992), S. 1564–1583. <http://dx.doi.org/doi:10.1557/JMR.1992.1564>. – DOI doi:10.1557/JMR.1992.1564
- [182] ONUKI, J. ; CHONAN, Y. ; KOMIYAMA, T. ; NIHEI, M.: Influence of Soldering Conditions on Void Formation in Large-area Solder Joints. In: *Mat. Trans.* 43 (2002), S. 1774–1777

- [183] ONUTA, T.-D. ; WANG, Y. ; LONG, C. J. ; TAKEUCHI, I.: Energy harvesting properties of all-thin-film multiferroic cantilevers. In: *Appl. Phys. Lett.* 99 (2011), S. 203506
- [184] OTSU, M. ; SHIRAHATA, H. ; MINAMI, K. ; ESASHI, M.: Drying of Self-Supported Thin Film Structures After Rinse in Small Surface Tension Liquid. In: *Proc. Tech. Dig. 13th Sensor Symposium* (1995), S. 33–36
- [185] PANDY, A. ; LANDSBERGER, L. M. ; NIKPOUR, B. ; PARANJAPÉ, M. ; KAHRIZI, M.: Experimental investigation of high Si/Al selectivity during anisotropic etching in tetra-methyl ammonium hydroxide. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 16 (1998), S. 868–872
- [186] PHYSIK INSTRUMENTE (PI) GMBH & CO: *Piezoceramic Materials*. Online: http://www.piceramic.de/pdf/piezo_material.pdf, November 2012
- [187] POWDER DIFFRACTION STANDARDS (JCPDS), Joint C.: . Swarthmore, PA,
- [188] PRUME, K. ; MURALT, P. ; CALAME, F. ; SCHMITZ-KEMPEN, T. ; TIEDKE, S.: Extensive electromechanical characterization of PZT thin films for MEMS applications by electrical and mechanical excitation signals. In: *Journal of Electroceramics* 19 (2007), 407–411. <http://dx.doi.org/10.1007/s10832-007-9065-y>. – ISSN 1385–3449
- [189] PYCZAK, F. ; NEUMEIER, S. ; GÖKEN, M.: Influence of lattice misfit on the internal stress and strain states before and after creep investigated in nickel-base superalloys containing rhenium and ruthenium. In: *Materials Science and Engineering: A* 510–511 (2009), 295–300. <http://dx.doi.org/10.1016/j.msea.2008.08.052>. – DOI 10.1016/j.msea.2008.08.052. – ISSN 0921–5093
- [190] QUANDT, E.: *Privatmitteilung*. 2013
- [191] ROSSNAGEL, S. M. ; YANG, I. ; CUOMO, J. J.: Compositional changes during magnetron sputtering of alloys. In: *Thin Solid Films* 199 (1991), 59–69. [http://dx.doi.org/10.1016/0040-6090\(91\)90052-Y](http://dx.doi.org/10.1016/0040-6090(91)90052-Y). – DOI 10.1016/0040-6090(91)90052-Y. – ISSN 0040–6090
- [192] RUBY, C. ; BRADLEY, P. ; OSHMYANSKY, Y. ; CHIEN, A. ; LARSON, J. I.: Thin film bulk wave acoustic resonators (FBAR) for wireless applications. In: *Proc. Ultrasonics Symposium* 1 (2001), S. 813–821
- [193] RUBY, R. ; MERCHANT, P.: Micromachined thin film bulk acoustic resonators. In: *Proc. Frequency Control Symposium* Bd. 48, 1994, S. 135–138
- [194] RUBY, R. C. ; MERCHANT, P. P.: *Method of making tunable thin film acoustic resonators*. 1999
- [195] RUFFIEUX, D. ; DUBOIS, M.A. ; ROOIJ, N.F. de: An AlN piezoelectric microactuator array. In: *Proc. MEMS 2000*, 2000. – ISSN 1084–6999, S. 662–667
- [196] RUMP, H. A.: *Diss. Untersuchung und Beschreibung physikalischer Mechanismen von Adhäsion in mikromechanischen Inertialsensoren*, Martin-Luther- Universität Halle-Wittenberg, Diss., 2001

- [197] RUSSICK, E. M. ; ADKINS, C. L. J. ; DYCK, C. W.: *Supercritical Carbon Dioxide Extraction of Solvent from Micromachined Structures*. American Chemical Society. – 255–269 S. <http://dx.doi.org/10.1021/bk-1997-0670.ch018>. <http://dx.doi.org/10.1021/bk-1997-0670.ch018>
- [198] RYU, J. ; CARAZO, A. V. ; UCHINO, K. ; KIM, H.-E.: Magnetolectric Properties in Piezoelectric and Magnetostrictive Laminate Composites. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 40 (2001), 4948–4951. <http://dx.doi.org/10.1143/JJAP.40.4948>. – DOI 10.1143/JJAP.40.4948
- [199] RYU, J. ; CHOI, J.-J. ; KIM, H.-E.: Effect of Heating Rate on the Sintering Behavior and the Piezoelectric Properties of Lead Zirconate Titanate Ceramics. In: *Journal of the American Ceramic Society* 84 (2001), 902–904. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1151-2916.2001.tb00766.x>. – DOI 10.1111/j.1151-2916.2001.tb00766.x. – ISSN 1551-2916
- [200] SARAVANAN, S. ; BERENSCHOT, E. ; KRIJNEN, G. ; ELWENSPOEK, M.: A novel surface micromachining process to fabricate AlN unimorph suspensions and its application for RF resonators. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 130–131 (2006), 340–345. <http://dx.doi.org/10.1016/j.sna.2005.09.029>. – DOI 10.1016/j.sna.2005.09.029. – ISSN 0924-4247
- [201] SARAVANAN, S. ; KEIM, E. ; KRIJNEN, G. ; ELWENSPOEK, M.: Growth and surface characterization of piezoelectric AlN thin films on silicon (100) and (110) substrates. In: *Microscopy of Semiconducting Materials* Bd. 107. Springer Berlin Heidelberg, 2005, S. 75–78. – ISBN 978-3-540-31915-3
- [202] SCHMID, H.: Introduction to the proceedings of the 2nd international conference on magnetoelectric interaction phenomena in crystals, MEIPIC-2. In: *Ferroelectrics* 161 (1994), 1–28. <http://dx.doi.org/10.1080/00150199408213348>. – DOI 10.1080/00150199408213348
- [203] SCHMID, H.: Multi-ferroic magnetoelectrics. In: *Ferroelectrics* 162 (1994), 317–338. <http://dx.doi.org/10.1080/00150199408245120>. – DOI 10.1080/00150199408245120
- [204] SCHNAKENBERG, U. ; BENECKE, W. ; LANGE, P.: TMAHW etchants for silicon micromachining. In: *Proc. Transducers* 6 (1991), S. 815–818
- [205] SCHOMER, D.L. ; SILVA, F.L. da: *Niedermeyer's Electroencephalography: Basic Principles, Clinical Applications, and Related Fields*. Lippincott Williams & Wilkins <http://books.google.de/books?id=xSKqZxX0lukC>. – ISBN 9780781789424
- [206] SCHOTT: *Borofloat*. http://www.schott.com/special_applications/english/products/glass_wafer_substrates/index.html,
- [207] SCHWARTZ, E. S. ; ROBERTS, T. P. L.: Magnetoencephalography: Epilepsy and Brain Mapping. In: *Functional Neuroradiology*. Springer US, 2012. – ISBN 978-1-4419-0345-7

- [208] SENGER, F.: *Vakuumverkapselung miniaturisierter, piezoelektrischer Energiewandler auf Waferebene*, Fachhochschule Westküste, Masterthesis, Diplomarbeit, 2011
- [209] SHACKELFORD, F. ; ALEXANDER, W.: *CRC Materials Science and Engineering Handbook*. 3. Boca Raton: CRC Press, 2003
- [210] SHENG, T. Y. ; YU, Z. Q. ; COLLINS, G. J.: Disk hydrogen plasma asisted chemical vapor deposition of aluminum nitride. In: *Appl. Phys. Lett.* 57 (1988), S. 576–578
- [211] SHEWMON, P.: *Diffusion in Solids*. John Wiley & Sons <http://books.google.de/books?id=BA6wQgAACAAJ>. – ISBN 9780873391054
- [212] SHIOSAKI, T. ; KAWABATA, A.: Piezoelectric thin films for saw applications. In: *Ferroelectrics* 42 (1982), 219–232. <http://dx.doi.org/10.1080/00150198208008115>. – DOI 10.1080/00150198208008115
- [213] SLAWSKA-WANIEWSKA, A. ; SIEMKO, A. ; FINK-FINOWICKI, J. ; ZALUSKI, L. ; LACHOWICZ, H.K.: Some aspects of simultaneous stress- and field-annealing of metallic glasses. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 101 (1991), 40–42. [http://dx.doi.org/10.1016/0304-8853\(91\)90671-V](http://dx.doi.org/10.1016/0304-8853(91)90671-V). – DOI 10.1016/0304-8853(91)90671-V. – ISSN 0304-8853
- [214] SMITH, D. L.: *Thin-Film Deposition: Principles and Practice*. Columbus : McGraw-Hill Prof Med/Tech, 1995. – ISBN 978-0-070-58502-7
- [215] SORESCU, M. ; TSAKALAKOS, L. ; SANDS, T.: Fluence effects on the magnetic properties of $\text{Fe}_{81}\text{B}_{13.5}\text{Si}_{3.5}\text{C}_2$ metallic glass produced by pulsed laser deposition. In: *J. Appl. Phys.* 85 (1999), S. 6652
- [216] SPANO, M. L. ; HATHAWAY, K. B. ; SAVAGE, H. T.: Magnetostriction and magnetic anisotropy of field annealed Metglas* 2605 alloys via dc M-H loop measurements under stress. In: *Journal of Applied Physics* 53 (1982), 2667–2669. <http://dx.doi.org/10.1063/1.330932>. – DOI 10.1063/1.330932
- [217] SRINIVASAN, G. ; RASMUSSEN, E. T. ; GALLEGOS, J. ; SRINIVASAN, R. ; BOKHAN, Yu. I. ; LALETIN, V. M.: Magnetoelectric bilayer and multilayer structures of magnetostrictive and piezoelectric oxides. In: *Phys. Rev. B* 64 (2001), 214408. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.64.214408>. – DOI 10.1103/PhysRevB.64.214408
- [218] SRIVASTAVA, A. ; GEORGE, N.: Gas sensor fabricated in commercial CMOS technology. In: *Proc. IEEE Symposium on System Theory* 28 (1996), S. 343–347
- [219] STARK, B. H. ; NAJAFI, K.: A low-temperature thin-film electroplated metal vacuum package. In: *J. Microelectromech. Syst.* 13 (2004), S. 147–157
- [220] STONEY, G. G.: The tension of metallic films deposited by electrolysis. In: *Proceedings of the Royal Society of London* 88 (1909), S. 172–175
- [221] STRITE, S. ; MORKOC, H.: GaN, AlN, and InN: A review. In: *J. Vac. Sci. Technol. B* 10 (1992), 1237–1266. <http://dx.doi.org/10.1116/1.585897>. – DOI 10.1116/1.585897

- [222] SUCHTELEN, J. van: In: *Philips Res. Rep.* 27 (1972), 28 S
- [223] SUGANO, K. ; TABATA, O.: Study on XeF₂ pulse etching using wagon wheel pattern. In: *Proc. Int. Symp. Micromechatronics and Human Science* (1999), S. 163–167
- [224] SUGANO, K. ; TABATA, O.: Reduction of surface roughness and aperture size effect for etching of Si with XeF₂. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 12 (2002), 911. <http://stacks.iop.org/0960-1317/12/i=6/a=323>
- [225] SZE, S. M. ; SIMON, M.: *VLSI Technology*. 2. New York : McGraw-Hill, 1988. – ISBN 978-0-070-62735-2
- [226] T. SHIOSAKI, A. K.: Piezoelectric thin films for saw applications. In: *Ferroelectrics* 42 (1982), Nr. 1, 219–232. <http://dx.doi.org/10.1080/00150198208008115>. – DOI 10.1080/00150198208008115
- [227] TABATA, O.: pH-controlled TMAH etchants for silicon micromachining. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 53 (1996), 335–339. [http://dx.doi.org/10.1016/0924-4247\(96\)80157-9](http://dx.doi.org/10.1016/0924-4247(96)80157-9). – DOI 10.1016/0924-4247(96)80157-9. – ISSN 0924-4247
- [228] TABATA, O. ; ASAH, R. ; FUNABASHI, H. ; SHIMAOKA, K. ; SUGIYAMA, S.: Anisotropic etching of silicon in TMAH solutions. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 34 (1992), 51–57. [http://dx.doi.org/10.1016/0924-4247\(92\)80139-T](http://dx.doi.org/10.1016/0924-4247(92)80139-T). – DOI 10.1016/0924-4247(92)80139-T. – ISSN 0924-4247
- [229] TANAKA, S. ; HONJOYA, Y. ; ESASHI, M.: AuSn solder vacuum packaging using melted solder floodgates and laser-activated non-evaporable getters for SiC diaphragm anticorrosive vacuum sensors. In: *Proc. MEMS* 23 (2010), S. 492–495
- [230] TANIYASU, Y. ; KASU, M. ; MAKIMOTO, T.: An aluminium nitride light-emitting diode with a wavelength of 210 nanometres. In: *Nature* 441 (2006), S. 325–328
- [231] TANNER, S. M. ; FELMETSGER, V. V.: Microstructure and chemical wet etching characteristics of AlN films deposited by ac reactive magnetron sputtering. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 28 (2010), S. 69–76
- [232] TEA, N. H. ; MILANOVIC, V. ; ZINCKE, C. A. ; SUEHLE, J. S. ; GAITAN, M. ; ZAGHLOUL, M. E. ; GEIST, J.: Hybrid postprocessing etching for CMOS-compatible MEMS. In: *Journal of Microelectromechanical Systems* 6 (1997), S. 363–372
- [233] TETER, J. P. ; WUN-FOGLE, M. ; CLARK, A. E. ; MAHONEY, K.: Anisotropic perpendicular axis magnetostriction in twinned Tb_xDy_{1-x}Fe_{1.95}. In: *Journal of Applied Physics* 67 (1990), Nr. 9, 5004–5006. <http://dx.doi.org/10.1063/1.344704>. – DOI 10.1063/1.344704
- [234] THEUNIS, F. ; LISEC, T. ; REINERT, W. ; BIELEN, J. ; YANG, D. ; JONGH, M. de ; KRUSEMANN, P. V. E.: A Novel And Efficient Packaging Technology For RF-MEMS Devices. In: *Proc. Electronic Components and Technology Conference* 57 (2007), S. 1239–1245

- [235] THOMAS, S. ; MATHEW, J. ; RADHAKRISHNAN, P. ; NAMPOORI, V. P. N. ; GEORGE, A. K. ; AL-HARTHI, S. H. ; RAMANUJAN, R. V. ; ANANTHARAMAN, M. R.: Metglas thin film based magnetostrictive transducers for use in long period fibre grating sensors. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 161 (2010), S. 83–90. – ISSN 0924–4247
- [236] THORNTON, J. A.: Influence of apparatus geometry and deposition conditions on the structure and topography of thick sputtered coatings. In: *J. Vac. Sci Technol.* 11 (1974), 666–670. <http://dx.doi.org/10.1116/1.1312732>. – DOI 10.1116/1.1312732
- [237] THORNTON, J. A.: High Rate Thick Film Growth. In: *Annual review of materials science* 7 (1977), S. 239–260
- [238] THORNTON, J. A.: The microstructure of sputter-deposited coatings. In: *J. Vac. Sci Technol. A* 4 (1986), S. 3059–3065
- [239] TIERCELIN, N. ; TALBI, A. ; PREOBRAZHENSKY, V. ; PERNOD, P. ; MORTET, V. ; HAENEN, K. ; SOLTANI, A.: Magnetolectric effect near spin reorientation transition in giant magnetostrictive-aluminum nitride thin film structure. In: *Appl. Phys. Lett.* 93 (2008), 162902. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3001601>. – DOI 10.1063/1.3001601
- [240] TIPLER, P. A.: *Physik*. Sepktrum Akademischer Verlag, 2000
- [241] TODA, R. ; MINAMI, K. ; ESASHI, M.: Thin-beam bulk micromachining based on RIE and xenon difluoride silicon etching. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 66 (1998), 268–272. [http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247\(98\)01701-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247(98)01701-4). – DOI 10.1016/S0924-4247(98)01701-4. – ISSN 0924–4247
- [242] TOMLINSON, W.J. ; RHODES, H.G.: Kinetics of intermetallic compound growth between nickel, electroless, Ni-P, electroless Ni-B and tin at 453 to 493 K. In: *Journal of Materials Science* 22 (1987), 1769–1772. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01132405>. – DOI 10.1007/BF01132405. – ISSN 0022–2461
- [243] TONISCH, K. ; CIMALLA, V. ; FOERSTER, Ch. ; ROMANUS, H. ; AMBACHER, O. ; DONTSOV, D.: Piezoelectric properties of polycrystalline AlN thin films for MEMS application. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 132 (2006), 658–663. <http://dx.doi.org/10.1016/j.sna.2006.03.001>. – DOI 10.1016/j.sna.2006.03.001. – ISSN 0924–4247
- [244] TSUBOUCHI, K. ; MIKOSHIBA, N.: Zero-Temperature-Coefficient SAW Devices on AlN Epitaxial Films. In: *Trans. On Sonics and Ultrasonics* 32 (1985), S. 634–644
- [245] TU, K.N: Interdiffusion and reaction in bimetallic Cu-Sn thin films. In: *Acta Metallurgica* 21 (1973), 347–354. [http://dx.doi.org/10.1016/0001-6160\(73\)90190-9](http://dx.doi.org/10.1016/0001-6160(73)90190-9). – DOI 10.1016/0001-6160(73)90190-9. – ISSN 0001–6160
- [246] TUAH-POKU, I. ; DOLLAR, M. ; MASSALSKI, T.B.: In: *Metall Trans A* 19A (1998), 675–686 S
- [247] VARAPRASAD, A. ; RADHAKRISHNAMURTHY, C.: Magnetic hysteresis and crystallization studies on metallic glass alloy Fe₆₇Co₁₈B₁₄Si₁. In: *Bulletin of Materials Science* 8 (1986), 567–575. <http://dx.doi.org/10.1007/BF02744356>. – ISSN 0250–4707

- [248] VEENENDAAL, E. van ; SATO, K. ; SHIKIDA, M. ; SUCHTELEN, J. van: Micro-morphology of single crystalline silicon surfaces during anisotropic wet chemical etching in KOH and TMAH. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 93 (2001), 219–231. [http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247\(01\)00655-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247(01)00655-0). – DOI 10.1016/S0924-4247(01)00655-0. – ISSN 0924-4247
- [249] VENGALLATORE, S.: Analysis of thermoelastic damping in laminated composite micromechanical beam resonators. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 15 (2005), Nr. 12, 2398. <http://stacks.iop.org/0960-1317/15/i=12/a=023>
- [250] VILLARY, E.: Ueber die Aenderungen des magnetischen Moments, welche der Zug und das Hindurchleiten eines galvanischen Stroms in einem Stabe von Stahl oder Eisen hervorbringen. In: *Ann. Phys. Chem.* 126 (1865), S. 87
- [251] VOICULESCU, I. ; ZAGHLOUL, M. E. ; MCGILL, R. A. ; HOUSER, E. J. ; FEDDER, G. K.: Electrostatically actuated resonant microcantilever beam in CMOS technology for the detection of chemical weapons. In: *IEEE Sensors Journal* 5 (2005), S. 641–647. <http://dx.doi.org/10.1109/JSEN.2005.851016>. – DOI 10.1109/JSEN.2005.851016. – ISSN 1530-437X
- [252] VÖLKLEIN, F. ; MEIER, A.: Microstructured vacuum gauges and their future perspectives. In: *Vacuum* 82 (2007), 420–430. <http://dx.doi.org/10.1016/j.vacuum.2007.08.001>. – DOI 10.1016/j.vacuum.2007.08.001. – ISSN 0042-207X
- [253] VÖLKLEIN, F. ; ZETTERER, T.: *Einführung in die Mikrosystemtechnik*. 1. Vieweg Verlag, 2000
- [254] VUGTS, M. J. M. ; EURLINGS, M. F. A. ; HERMANS, L. J. F. ; BEIJERINCK, H. C. W.: Si/XeF₂ etching: Reaction layer dynamics and surface roughening. In: *J. Vac. Sci. Technol. A* 14 (1996), S. 2780–2789
- [255] WAGNER, J.-M. ; BECHSTEDT, F.: Properties of strained wurtzite GaN and AlN: *Ab initio* studies. In: *Phys. Rev. B* 66 (2002), 115202. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.66.115202>. – DOI 10.1103/PhysRevB.66.115202
- [256] WAN, J. G. ; LI, Z. Y. ; WANG, Y. ; ZENG, M. ; WANG, G. H. ; LIU, J.-M.: Strong flexural resonant piezoelectric effect in Terfenol-D/epoxy-Pb(Zr,Ti)O₃ bilayer. In: *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005), Nr. 20, 202504. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1935040>. – DOI 10.1063/1.1935040
- [257] WANG, G. A. ; ARAI, S. ; KATO, T. ; IWATA, S.: Low-drift giant magnetoresistive field sensor using modulation of free-layer magnetization direction. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 44 (2011), 235003. <http://stacks.iop.org/0022-3727/44/i=23/a=235003>
- [258] WANG, P. J. ; KIM, J. S. ; KIM, D. ; LEE, C. C.: Fluxless Bonding of Silicon to Molybdenum Using Sn-rich Solders. In: *Proc. Electronic Components and Technology Conference* 57 (2007), S. 1573–1578

- [259] WANG, Q. ; CHOA, S.-H. ; KIM, W. ; HWANG, J. ; HAM, S. ; MOON, C.: Application of Au-Sn eutectic bonding in hermetic radio-frequency microelectromechanical system wafer level packaging. In: *Journal of Electronic Materials* 35 (2006), S. 425–432. – ISSN 0361–5235
- [260] WANG, W.H. ; DONG, C. ; SHEK, C.H.: Bulk metallic glasses. In: *Materials Science and Engineering: R: Reports* 44 (2004), 45–89. <http://dx.doi.org/10.1016/j.mser.2004.03.001>. – DOI 10.1016/j.mser.2004.03.001. – ISSN 0927–796X
- [261] WARNEKE, B. ; PISTER, K. S. J.: In situ characterization of CMOS post-process micromachining. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 89 (2001), S. 142 –151. – ISSN 0924–4247
- [262] WASA, K. ; HAYAKAWA, S. ; HABER, S.: *Handbook of Sputter Deposition Technology - Principles, Technology, and Applications*. Noyes Publications, 1992. – ISBN 978–0–815–51280–6
- [263] WELCH, W. C.: *Diss. Vacuum and Hermetic Packaging of MEMS Using Solder*, University of Michigan, Diss., 2008
- [264] WELCH, W. C. ; NAJAFI, K.: Nickel-Tin Transient Liquid Phase (TLP) Wafer Bonding for MEMS Vacuum Packaging. In: *Proc. Transducers* 14 (2007), S. 1327–1328
- [265] WELCH, W. C. ; NAJAFI, K.: Gold-Indium Transient Liquid Phase (TLP) Wafer Bonding for MEMS Vacuum Packaging. In: *Proc. MEMS* 21 (2008), S. 806–809
- [266] WIDMANN, D. ; MADER, H. ; FRIEDRICH, H.: *Technologie hochintegrierter Schaltungen*. Springer <http://books.google.de/books?id=bKApuGi3EFQC>. – ISBN 9783540593577
- [267] WINTERS, H. F. ; COBURN, J. W.: The etching of silicon with XeF_2 vapor. In: *Appl. Phys. Lett.* 34 (1979), S. 70–73
- [268] WOLFFENBUTTEL, R. F. ; WISE, K. D.: Low-temperature silicon wafer-to-wafer bonding using gold at eutectic temperature. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 43 (1994), 223 –229. [http://dx.doi.org/10.1016/0924-4247\(93\)00653-L](http://dx.doi.org/10.1016/0924-4247(93)00653-L). – DOI 10.1016/0924-4247(93)00653-L. – ISSN 0924–4247
- [269] WUN-FOGLE, M. ; RESTORFF, J. B. ; CLARK, A. E.: Magnetomechanical Coupling in Stress-Annealed Fe₈₂Ti₁₈ (Galfenol) Alloys. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 42 (2006), S. 3120–3122. <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2006.878394>. – DOI 10.1109/TMAG.2006.878394. – ISSN 0018–9464
- [270] XING, Z. ; DONG, S. ; ZHAI, J. ; YAN, L. ; LI, J. ; VIEHLAND, D.: Resonant bending mode of Terfenol-D/steel/Pb(Zr,Ti)O₃ magnetoelectric laminate composites. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), 112911. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2353819>. – DOI 10.1063/1.2353819
- [271] XING, Z. ; LI, J. ; VIEHLAND, D.: Noise and scale effects on the signal-to-noise ratio in magnetoelectric laminate sensor/detection units. In: *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007), S. 182902

- [272] YABUKAMI, S. ; SUZUKI, T. ; AJIRO, N. ; KIKUCHI, H. ; YAMAGUCHI, M. ; ARAI, K. I.: A high frequency carrier-type magnetic field sensor using carrier suppressing circuit. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 37 (2001), S. 2019–2021. <http://dx.doi.org/10.1109/20.951040>. – DOI 10.1109/20.951040. – ISSN 0018–9464
- [273] YAN, G. ; CHAN, P. C. ; HSING, I.-M. ; R, K. S. ; SIN, J. K. ; WANG, Y.: An improved TMAH Si-etching solution without attacking exposed aluminum. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 89 (2001), 135–141. [http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247\(00\)00546-X](http://dx.doi.org/10.1016/S0924-4247(00)00546-X). – DOI 10.1016/S0924-4247(00)00546-X. – ISSN 0924–4247
- [274] YARMOFF, J. A. ; MCFEELY, F. R.: Constant Final-State Photoemission Study of Silicon Fluoride Reaction Layer Created During Etching: Morphology of the Reaction Layer. In: *MRS Proceedings* 75 (1986), S. 451–457. <http://dx.doi.org/doi:10.1557/PROC-75-451>. – DOI doi:10.1557/PROC-75-451
- [275] YEN, Y.-W. ; JAO, C.-C. ; HSIAO, H.-M. ; LIN, C.-Y. ; LEE, C.: Investigation of the Phase Equilibria of Sn-Cu-Au Ternary and Ag-Sn-Cu-Au Quaternary Systems and Interfacial Reactions in Sn-Cu/Au Couples. In: *Journal of Electronic Materials* 36 (2007), 147–158. <http://dx.doi.org/10.1007/s11664-006-0029-9>. – ISSN 0361–5235
- [276] YI, G. ; WU, Z. ; SAYER, M.: Preparation of Pb(Zr,Ti)O₃ thin films by sol gel processing: Electrical, optical, and electro-optic properties. In: *Journal of Applied Physics* 64 (1988), Nr. 5, 2717–2724. <http://dx.doi.org/10.1063/1.341613>. – DOI 10.1063/1.341613
- [277] ZHAI, J. ; DONG, S. ; XING, Z. ; LI, J. ; VIEHLAND, D.: Giant magnetoelectric effect in Metglas/polyvinylidene-fluoride laminates. In: *Appl. Phys. Lett.* 89 (2006), 083507. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2337996>. – DOI 10.1063/1.2337996
- [278] ZHAI, J. ; XING, Z. ; DONG, S. ; LI, J. ; VIEHLAND, D.: Detection of pico-Tesla magnetic fields using magneto-electric sensors at room temperature. In: *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006), S. 062510
- [279] ZHAI, J. ; XING, Z. ; DONG, S. ; LI, J. ; VIEHLAND, D.: Magnetoelectric Laminate Composites: An Overview. In: *Journal of the American Ceramic Society* 91 (2008), 351–358. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1551-2916.2008.02259.x>. – DOI 10.1111/j.1551-2916.2008.02259.x. – ISSN 1551–2916
- [280] ZHAI, J. ; XING, Z. ; DONG, S. ; LI, J. ; VIEHLAND, D.: Thermal noise cancellation in symmetric magnetoelectric bimorph laminates. In: *Appl. Phys. Lett.* 93 (2008), 072906. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2969794>. – DOI 10.1063/1.2969794
- [281] ZHANG, T. ; WASA, K. ; ZHANG, S.-Y. ; CHEN, Z.-J. ; ZHOU, F.-M. ; ZHANG, Z.-N. ; YANG, Y.-T.: High piezoelectricity of Pb(Zr,Ti)O₃-based ternary compound thin films on silicon substrates. In: *Appl. Phys. Lett.* 94 (2009), Nr. 12, 122909. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3103553>. – DOI 10.1063/1.3103553

- [282] ZHANG, W. ; VARGAS, R. ; GOTO, T. ; SOMENO, Y. ; HIRAI, T.: Preparation of epitaxial AlN films by electron cyclotron resonance plasma-assisted chemical vapor deposition on Ir- and Pt-coated sapphire substrates. In: *Appl. Phys. Lett.* 64 (1994), S. 1359–1391
- [283] ZHAO, P. ; ZHAO, Z. ; HUNTER, D. ; SUCHOSKI, . ; GAO, C. ; MATHEWS, S. ; WUTTIG, M. ; TAKEUCHI, I.: Fabrication and characterization of all-thin-film magnetoelectric sensors. In: *Appl. Phys. Lett.* 94 (2009), Nr. 24, 243507. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3157281>. – DOI 10.1063/1.3157281
- [284] ZHUANG, D. ; EDGAR, J. H.: Wet etching of GaN, AlN, and SiC: a review. In: *Materials Science and Engineering: R: Reports* 48 (2005), Nr. 1, 1–46. <http://dx.doi.org/10.1016/j.mser.2004.11.002>. – DOI 10.1016/j.mser.2004.11.002. – ISSN 0927–796X
- [285] ZHUANG, X. ; SING, M. L. C. ; CORDIER, C. ; SAEZ, S. ; DOLABDJIAN, C. ; DAS, J. ; GAO, J. ; LI, J ; VIEHLAND, D.: Analysis of Noise in Magnetoelectric Thin-Layer Composites Used as Magnetic Sensors. In: *Sensors Journal, IEEE* 11 (2011), S. 2183–2188. <http://dx.doi.org/10.1109/JSEN.2011.2114648>. – DOI 10.1109/JSEN.2011.2114648. – ISSN 1530–437X
- [286] ZIMMERMAN, J. E. ; THIENE, P. ; HARDING, J. T.: Design and Operation of Stable rf-Biased Superconducting Point-Contact Quantum Devices, and a Note on the Properties of Perfectly Clean Metal Contacts. In: *Journal of Applied Physics* 41 (1970), 1572–1580. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1659074>. – DOI 10.1063/1.1659074

Danksagung

Diese Arbeit ist durch die Unterstützung vieler Personen ermöglicht worden. Ich möchte mich dafür bei folgenden Beteiligten bedanken:

- Prof. Dr. Bernhard Wagner für die hervorragende Unterstützung durch stetige Gespräche, Diskussionen und Anregungen.
- Prof. Dr.-Ing. Wolfgang Benecke für die Möglichkeit die Doktorarbeit am Fraunhofer ISIT anfertigen zu können.
- Prof. Dr.-Ing. Eckhard Quandt für die Übernahme des Zweitgutachtens und den regen Austausch.
- Dr. Klaus Reimer für seine immer offenstehende Tür und stete Gesprächsbereitschaft.
- Hans-Joachim Quenzer für seine Hilfestellung bei technologischen Fragen und den vielen, vielen Ideen.
- Dr.-Ing. Henry Greve und Christine Kirchhof für die sehr gute Zusammenarbeit und die ausgezeichneten Metglas-Schichten.
- Robert Jahns und Dr. Iulian Teliban für die hervorragende Kooperation und die Charakterisierung der Sensoren.
- Viktor Hrkac für seine umfangreichen und bestechenden TEM-Untersuchungen.
- Dr.-Ing. Björn Gjodka für die zügigen AFM-Messungen.
- Dr. Matthias Krantz für seine ME-Simulationen und die vielen Erklärungen dazu.
- Necdet Onur Urs für die MOKE-Messungen.
- Dr. Adrian Petraru für die PFM-Analysen.
- Maria Claus für ihre gute Zusammenarbeit während der Masterarbeit, die Entwicklung des TLP-Prozesses und das WLP der Sensoren.
- Torben Dankwort für seinen unermüdlichen Einsatz AlN zu charakterisieren.
- Frerk Sörensen, Christian Eisermann und Dr. Martin-Lutz Buchmann für die spitzen Lithographien.
- Beate Engel, Daniela Frank und Kevin Jung für den reibungslosen Betrieb der Naschemie.
- Matthias Rickers, Michael Kern und Swen Käselau für die Abscheidung der Metallisierungen.
- Werner Prigandt und Heiko Züge für den Betrieb der PECVD-Anlage, des Oxidätzers und des Ofensystems.

- Jürgen Hagge für die Unterstützung beim Waferbonden.
- Martin Witt für den ausdauernden Einsatz gegen die RENA.
- Björn Jensen für die Epi-Poly-Schichten und den Einsatz im Front-End.
- Dem Team „Säge“ für die Bearbeitung der nicht immer ganz einfachen Aufträge.
- Sven Zastrau für seine Erklärungsversuche des XeF_2 -Prozesses.
- Benjamin Steible für das punktgenaue Polieren.
- Allen weiteren Kollegen, die den Betrieb des Reinraums ermöglicht haben.
- Dr. Thomas Lisec für die fachliche Unterstützung bei der Entwicklung des TLP-Prozesses.
- Shaghayegh Arab für ihren ausdauernden Einsatz Thermokompressionsbonden auf hohem Niveau zu betreiben.
- Christian Reimers für seine tatkräftige Unterstützung im Front-End und die Abenden im Bird.
- Frank Senger für den engagierten Einsatz am Hochratenätzer, die stetigen Bereitschaft zu helfen und die bestechenden Blender-Graphiken.
- Ida Gu-Stoppel für ihre Comsol-Simulationen und ihr Bemühen nichts Süßes stehen zu lassen.
- Fabian Stoppel und Christian Schröder für die hilfsbereite und nette Zeit während und nach der Arbeit.
- Den Mitgliedern des SFB 855 für die interessanten und lustigen Projekttreffen.
- Allen Mitgliedern der MST und des ISIT für die gute Arbeitsatmosphäre und die kollegialen Zusammenarbeit.
- Meinen Eltern Birgit und René Utke, Austras und Harijs Marauskas, sowie meinem Bruder für die Unterstützung.
- Meiner Frau Juliane Marauska für ihren Rückhalt und ihren Eltern Christa und Georg Bielenberg.

Versicherung

Hiermit versichere ich, dass die Abhandlung - abgesehen von der Beratung durch die Betreuer - nach Inhalt und Form die eigene Arbeit ist. Ich versichere weiterhin, dass ich die Inanspruchnahme aller fremder Hilfen aufgeführt habe, sowie, dass ich die wörtlich oder inhaltlich aus anderen Quellen übernommen Stellen als solche gekennzeichnet habe.

Bei der Auswahl und Auswertung des Materials sowie der Herstellung des Manuskripts habe ich Unterstützung von folgenden Personen erhalten:

- Prof. Dr. Bernhard Wagner, Fraunhofer Institut für Siliziumtechnologie
- Prof. Dr.-Ing. Eckhard Quandt, Anorganische Funktionsmaterialien, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel

Zudem ist die Arbeit unter Einhaltung der Regeln guter wissenschaftlicher Praxis der Deutschen Forschungsgemeinschaft entstanden.

Ich erkläre außerdem, dass die Arbeit weder ganz noch zum Teil schon einer anderen Stelle im Rahmen eines Prüfungsverfahrens vorgelegen hat, veröffentlicht worden ist oder zur Veröffentlichung eingereicht wurde.

Reutlingen, 01. März 2013